

Schadensdetektion in flächigen Stahlbauteilen mit Hilfe piezoangeregter Lamb-Wellen

Von der
Fakultät Architektur, Bauingenieurwesen und Umweltwissenschaften
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina
zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines
Doktoringenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

Dissertation

von
Dipl.-Ing. Stefan Loppe
geboren am 25.10.1973
aus Oldenburg (Oldb)

Eingereicht am
Disputation am

20. November 2008
26. Oktober 2009

Berichterstatter

Prof. Dr.-Ing. Udo Peil
Prof. Dr.-Ing. Thomas Ummenhofer

2010

Die Dissertation wird von der Universitätsbibliothek Braunschweig unter der Adresse **<http://www.biblio.tu-bs.de/>** in elektronischer Form veröffentlicht.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Stahlbau der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig.

Bei meinem Doktorvater, Herrn Professor Udo Peil, möchte ich mich herzlich bedanken, dass er mir die Möglichkeit gab, ein herausforderndes Forschungsvorhaben neu beginnen und dessen Ausrichtung maßgeblich mitbestimmen zu dürfen. Seine wohlwollende Unterstützung, seine Bereitschaft zur fachlichen Diskussion sowie seine vielfachen Anregungen haben entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Bei Herrn Professor Ummenhofer bedanke ich mich für die bereitwillige Übernahme des Korreferats. Herrn Professor Budelmann danke ich für seine Bereitschaft, als Prüfer zur Verfügung zu stehen. Herrn Professor Scheer danke ich für die Leitung der Prüfung als Vorsitzendem der Prüfungskommission.

Meinen ehemaligen Kollegen am Institut für Stahlbau danke ich für Ihre stetige Hilfsbereitschaft sowie das angenehme Arbeitsklima.

Für Ihre dauerhafte, liebevolle Unterstützung auf meinem gesamten Lebensweg danke ich meinen Eltern von Herzen.

Mein besonderer Dank gilt meiner Frau Wiebke für ihren Rückhalt, Ihre Unterstützung und ihr Verständnis für den erforderlichen Verzicht auf viel gemeinsame Freizeit während der letzten Jahre.

Braunschweig, im Dezember 2009

Stefan Loppe

Abstract

The monitoring of structures to ensure their function and especially their structural safety becomes more and more important due to the rising average age of the buildings. The change of use, higher and more frequent loads additionally to the structures increasing age make a contribution to the degradation of the building condition. With structures not loaded statically, e.g. tanks with changing pressure, it is important to pay attention especially to fatigue cracks since these can limit the load-carrying capacity directly.

Classic non-destructive testing methods and monitoring approaches like the visual inspection of the structure are not easy to perform satisfactorily everywhere and sometimes even impossible. The present paper is therefore concerned with the development and application of a measurement system and method that is capable of monitoring the buildings critical regions continuously and automatically regarding fatigue.

The basis of this monitoring system are compact piezoceramic devices that are stimulated with electrical ultrasonic signals. Due to their stiff connection to the structure they initiate the spreading of guided plate waves (so-called Lamb-waves) in the plane structure. Identical piezoelectric devices are used simultaneously as sensors for the detection of the wave propagation.

The present work deals with the different phenomena of the used piezoceramic devices as well as particularly with the complex properties of the guided plate waves. Their understanding is the foundation for a successful detection and localization of structural damages as shown in this work. The development of effective signal processing algorithms forms a focal point of the present paper. The actual damage identification and locating based on the processed measured signals of the guided wave can be realized in different ways. Within the scope of this work primarily active and passive beamforming principles are used for damage detection. These approaches operate from one central location in order to monitor the adjacent structure. Measured and simulated results of these successful damage detection procedures are presented as two dimensional damage maps of the investigated structure that are easy to interpret.

Kurzfassung

Die Überwachung von Bauwerken zur Sicherstellung ihrer Funktionstauglichkeit und vor allem ihrer Tragsicherheit gewinnt aufgrund des zunehmenden Durchschnittsalters der Bauwerke immer mehr an Bedeutung. Nutzungsänderungen, höhere und häufigere Belastungen leisten zusätzlich zum steigenden Bauwerksalter einen weiteren Beitrag zur Zustandverschlechterung. Bei nicht ruhend beanspruchten Bauwerken, wie z.B. großen Tanks mit wechselnden Füllständen, ist hierbei besonders auf Ermüdungsrisse zu achten, da diese die Tragfähigkeit unmittelbar einschränken können.

Klassische zerstörungsfreie Prüfverfahren und Überwachungsmethoden wie die visuelle Kontrolle des Bauwerks sind jedoch nicht überall gut und häufig gar nicht möglich. Deshalb befasst sich die vorliegende Arbeit mit der Entwicklung und Anwendung eines Messsystems und –verfahrens, das in der Lage ist, die hinsichtlich Ermüdung kritischen Bauwerksbereiche automatisiert und kontinuierlich zu überwachen.

Basis dieses Überwachungssystems sind kompakte piezokeramische Elemente, die mit elektrischen Signalen im Ultraschallbereich angeregt werden und durch ihre feste Applikation auf der Struktur bei flächigen Bauwerken die Ausbreitung von Plattenwellen, so genannten Lamb-Wellen, initiieren. Identische Piezoelemente werden gleichzeitig zur Detektion dieser Wellenausbreitung eingesetzt.

Die vorliegende Dissertation beschäftigt sich mit den unterschiedlichen Phänomenen sowohl der verwendeten piezokeramischen Elemente als auch den komplexen Eigenarten der geführten Plattenwellen. Deren Verständnis sowie die Beherrschung der Wellenanregung und -messung sind die Grundlage für eine erfolgreiche Detektion und Lokalisierung struktureller Schäden. Einen Schwerpunkt der vorliegenden Dissertation stellt die Entwicklung leistungsfähiger Signalverarbeitungsalgorithmen dar. Die eigentliche Schadenserkennung und –ortung, basierend auf den weiterverarbeiteten Messsignalen der geführten Wellen, können auf unterschiedliche Weise erfolgen. Im Rahmen dieser Arbeit kommen vorwiegend aktive und passive Beamforming-Methoden zum Einsatz, die sich dadurch auszeichnen, von einem zentralen Ort aus die angrenzende Struktur zu überwachen. Gemessene und simulierte Ergebnisse dieser erfolgreichen Vorgehensweise zur Schadensdetektion selbst kleinster Schäden werden als leicht zu interpretierende zweidimensionale Schadensdarstellungen des untersuchten Bauteils präsentiert.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	I
Nomenklatur	V
Kapitel 1 Einleitung.....	1
1.1 Problemstellung und Motivation	1
1.2 Zerstörungsfreie Methoden zur Schadensdetektion	3
1.3 Ultraschallverfahren in der zerstörungsfreien Prüfung	6
1.4 Gliederung der weiteren Arbeit	13
Kapitel 2 Piezoelektrizität und -keramiken	15
2.1 Piezoelektrizität	15
2.1.1 Piezokeramik	17
2.1.2 Weitere Materialien mit piezoelektrischen Eigenschaften	19
2.2 Piezoelektrische Begriffe und Grundgleichungen	21
2.2.1 Eigenschaften der verwendeten Keramiken bei Raumtemperatur	24
2.2.2 Temperaturverhalten der Piezokeramiken	26
2.3 Applikation und Integration piezoelektrischer Elemente in das SHM-System..	28
2.3.1 Piezokeramische Elemente	28
2.3.2 Applikation auf die Struktur	31
2.3.3 Hybride Ansteuerung der Aktuatoren	33
2.3.4 Sensorbetrieb der Piezoelemente	36
Kapitel 3 Akustische Wellen in Festkörpern	39
3.1 Volumenwellen	39
3.1.1 Wellengeschwindigkeiten und weitere Grundgleichungen	44
3.2 Geführte Wellen	47
3.2.1 Rayleigh-Wellen	47
3.2.2 Lamb-Wellen	48
3.2.3 Horizontal polarisierte Transversalwellen	50
3.2.4 Geführte Wellen in Stäben und Rohren	51

Kapitel 4 Lamb-Wellen / Plattenwellen.....	53
4.1 Rayleigh-Lamb-Gleichung	53
4.2 Teilchenauslenkung infolge Lamb-Wellen-Ausbreitung	62
4.2.1 S_0 -Wellen.....	62
4.2.2 A_0 -Wellen	64
4.2.3 Höhere Lamb-Wellen-Moden	66
4.2.4 Flüssigkeitsberührte Plattenoberflächen.....	68
4.3 Dispersive Wellenausbreitung.....	70
4.4 Lamb-Wellen bei punktförmiger Wellenanregung	75
Kapitel 5 Anregung und Detektion von Lamb-Wellen	77
5.1 Möglichkeiten der Anregung und Detektion.....	77
5.2 Runde Piezokeramikscheiben.....	80
5.2.1 Wellenanregung.....	81
5.2.2 Wellenmessung	83
5.2.3 Betrachtung der Eigenfrequenz der Piezokeramikscheiben	85
5.3 Schubübertragung zwischen den PZT-Elementen und der Struktur	87
5.4 Modenselektion	90
5.4.1 Erweiterung auf runde PZT-Aktuatoren.....	94
5.4.2 Berücksichtigung der stromflussgesteuerten Aktuatoranregung.....	97
Kapitel 6 Numerische Simulation der Lamb-Wellen Ausbreitung.....	101
6.1 Unterschiedliche Simulationsvarianten	101
6.2 Modellierung mit <i>Ansys</i>	102
6.2.1 Modellierung mit Volumenelementen.....	104
6.2.2 Radialsymmetrische 2D-Modellierung	106
6.3 Validierung am realen Versuch	108
Kapitel 7 Methoden der Signalverarbeitung	111
7.1 Einleitung	111
7.2 Anregungssignale	111
7.3 Signalfilterung	115
7.4 Adaptive Phasenkorrektur	117
7.5 Erweiterte Dispersionskompensation	120
7.6 Temperaturkompensation.....	125
7.6.1 Theoretische Grundlagen des entwickelten Verfahrens	127
7.6.2 Experimentelle Validierung des entwickelten Verfahrens	131
Kapitel 8 Passives Beamforming der Sensorsignale.....	137

8.1	Allgemeines zum Beamforming.....	137
8.2	Grundprinzip des Beamformings auf der Sensorseite	139
8.2.1	Nah- und Fernbereich der Schäden	144
8.2.2	Haupt- und Nebenkeulen.....	145
8.3	Experimentelle Schadensdetektion.....	148
8.3.1	Versuche mit gebohrten Löchern	149
8.3.2	Versuche mit zusätzlich aufgeklebter Masse	152
8.3.3	Zusammenfassung Sensorsignal-Beamforming	155
8.4	Sensitivitätssteigerung durch ImageFusion.....	157
Kapitel 9 Zeitverzögerte Anregung als aktives Beamforming		161
9.1	Grundprinzip des aktiven Beamformings.....	161
9.2	Phasenversetzte Aktuatoransteuerung	163
9.3	Experimentelle Verifikation	166
Kapitel 10 Kombination Aktuator- und Sensorbeamforming		173
10.1	Grundprinzip	173
10.2	Versuche zur Schadensdetektion mit kombiniertem Beamforming.....	174
10.2.1	Versuche mit aufgeklebter Masse	175
10.2.2	Versuche mit gebohrten Löchern	180
10.3	Segmentweise Ergebnisfusion.....	182
Kapitel 11 Auswirkung von Reflektoren.....		185
11.1	Wellenausbreitung bei aufgeschweißter Rippe	185
11.2	Kombiniertes Beamforming mit aufgeschweißter Rippe	190
Kapitel 12 Zusammenfassung und Ausblick.....		193
12.1	Zusammenfassung	193
12.2	Ausblick.....	195
Literaturverzeichnis		L1
Anhang A Macro-Fiber-Composites		A1
Anhang B Modenwandel Longitudinal- und Transversalwellen		A3
Anhang C Plattenverformungen der höheren Lamb-Moden.....		A5
Anhang D Piezo Materialmodell in Ansys		A10
Anhang E Numerische Implementierung der Dispersionskompensation		A11
Anhang F Versuchskörper der Temperaturversuche.....		A14

Anhang G Parameterstudie Sensorabstände und Array-Layouts.....	A16
Anhang H Reproduzierbarkeit der Ergebnisse Sensorsignal Beamforming.....	A21
Anhang I Ansys Simulation des Aktuator Beamformings.....	A24
Anhang J Ergebnisse des Aktuator Beamformings für $f_0 = 100$ kHz und $f_0 = 120$ kHz	A29
Anhang K Weitere Auswertungen zum kombinierten Beamforming.....	A32
Lebenslauf	A35

Nomenklatur

a	halbe Piezolänge bzw. halber Piezodurchmesser	[m]
b	Anzahl der Sinuswellen im Anregungs-Wellenzug	[-]
c	elastische Steifigkeit der PZT-Keramik	[N/m ²]
c	Phasengeschwindigkeit der Welle	[m/s]
c_A	Plattengeschwindigkeit antimetrische Lamb-Welle	[m/s]
c_L	Phasengeschwindigkeit Longitudinalwelle	[m/s]
c_P	Phasengeschwindigkeit Plattenwelle	[m/s]
c_R	Phasengeschwindigkeit Rayleigh-Welle	[m/s]
c_S	Phasengeschwindigkeit symmetrische Lamb-Welle	[m/s]
c_T	Phasengeschwindigkeit der Transversalwelle	[m/s]
c_{Gruppe}	Gruppengeschwindigkeit eines Wellenzuges	[m/s]
c_{Phase}	Phasengeschwindigkeit einer Welle	[m/s]
c_{Front}	Frontgeschwindigkeit eines Wellenzuges	[m/s]
d	piezoelektrische Ladungskonstante	[C/N]
d	halbe Plattendicke	[m]
\bar{d}	Produkt aus Kreiswellenzahl und halber Plattendicke	[-]
f	Frequenz	[Hz]
f_0	Mittenfrequenz eines zeitlich begrenzten Anregungssignals	[Hz]
f_{krit}	kritische Frequenz, Auftreten neuer Lamb-Wellen-Moden	[Hz]
g	piezoelektrische Spannungskonstante	[m ² /C]
k	Kreiswellenzahl	[1/m]
k_A	Kreiswellenzahl antimetrische Lamb-Welle	[1/m]
k_L	Kreiswellenzahl Longitudinalwelle	[1/m]
k_S	Kreiswellenzahl symmetrische Lamb-Welle	[1/m]
k_T	Kreiswellenzahl Transversalwelle	[1/m]
l_P	Länge bzw. Durchmesser der piezokeramischen Elements	[m]

Nomenklatur

l_K	Elementkantenlänge im FE-Modell	[m]
p	Schalldruck	[N/m ²]
r_{A-R}	Abstand Bezugspunkt des Piezoarrays zum Reflektor	[m]
s	elastische Nachgiebigkeit der PZT-Keramik	[m ² /N]
t	Dicke der wellenführenden Platte	[m]
t	Zeitpunkt	[s]
t^*	optimaler Zeitversatz der adaptiven Phasenkorrektur	[s]
t_B	Klebschichtdicke	[m]
t_P	Dicke des piezokeramischen Elements	[m]
Δt	Integrationszeitschritt in der FE-Berechnung	[s]
Δt	Abtastintervall der Signalmessung	[s]
Δt_{ZV}	relativer Zeitversatz benachbarter Aktuatoren (Beamforming)	[s]
u	Teilchenauslenkung	[m]
u_x	Teilchenauslenkung der Blechoberfläche in x-Richtung	[m]
x	Signallaufstrecke	[m]
C	Kapazität eines Kondensators bzw. des Piezoelements	[F]
D	Ladungsverschiebung	[C/m ²]
D	Durchlässigkeitsfaktor	[-]
D	Blende des Piezoarrays	[m]
E	elektrische Feldstärke	[V/m]
E	Elastizitätsmodul (i.d.R. der wellenführenden Platte)	[N/m ²]
E_P	Elastizitätsmodul Piezokeramik	[N/m ²]
G	Schubmodul (i.d.R. der wellenführenden Platte)	[N/m ²]
G_B	Schubmodul der Klebstoffschicht	[N/m ²]
I	elektrischer Stromfluss	[A]
J	Schalleistungsdichte (-intensität)	[W/m ²]
Q	elektrische Ladung	[C]
R	Reflexionsfaktor	[-]
S	mechanische Dehnung der PZT-Keramiken	[-]
T	Wellenperiode	[s]
T	mechanische Spannung der PZT-Keramiken	[N/m ²]
T	Temperatur	[°C]
T_C	Curie-Temperatur	[°C]

T_G	Glasübergangstemperatur des Klebstoffs	[°C]
U	elektrische Spannung	[V]
U	horizontale Teilchenauslenkung	[m]
W	vertikale Teilchenauslenkung	[m]
Z	Schallkennimpedanz	[Ns/m ³]
α	Faktor zur Dehnungsverteilung über die Plattendicke	[-]
α	Winkel der Detektionsrichtung beim passiven Beamforming	[°]
α_{A0}	Winkel Hauptstrahlungskeule aktives Beamforming, A ₀ -Mode	[°]
α_{S0}	Winkel Hauptstrahlungskeule aktives Beamforming, S ₀ -Mode	[°]
α_L	Einfalls- bzw. Ausfallswinkel der Longitudinalwelle	[°]
α_T	Einfalls- bzw. Ausfallswinkel der Transversalwelle	[°]
α_t	Wärmeausdehnungskoeffizient	[1/K]
ε	Dielektrizitätszahl / Permittivität	[F/m]
ε_0	Dielektrizitätszahl des Vakuums	[F/m]
ε_r	relative werkstoffabhängige Dielektrizitätszahl	[-]
ε_{ISA}	Piezodehnung in x-Richtung	[-]
ε_x	Oberflächendehnung des Bleches in x-Richtung	[-]
ζ	Transversalgeschw. bezogen auf die Phasengeschw. Lamb-Welle	[-]
λ	Wellenlänge	[m]
λ	erste Lamé Konstante	[N/m ²]
μ	zweite Lamé Konstante	[N/m ²]
ν	Querkontraktionszahl (Poisson-Konstante)	[-]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
σ_{xy}	Schubspannung	[N/m ²]
σ_{xx}, σ_{zz}	Normalspannung in x bzw. z-Richtung	[N/m ²]
τ_0	Schubspannung in der Klebschicht zwischen Piezo und Struktur	[N/m ²]
ω	Kreisfrequenz	[1/s]

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Problemstellung und Motivation

Die großflächige Überwachung stählerner Konstruktionen wird auch heute noch im Wesentlichen durch visuelle Kontrollen durchgeführt. Als kritisch eingestufte Bereiche werden im Anschluss an die visuelle Inspektion im Allgemeinen zusätzlich durch zerstörungsfreie Prüfverfahren (ZfP) untersucht. Bei nicht ruhend beanspruchten Bauwerken (z.B. Krane und Kranbahnen, Reaktoren mit wechselndem Innendruck, Maste, große Tanks mit wechselnden Füllständen, wie sie beispielsweise in petrochemischen Anlagen vorkommen) ist hierbei besonders auf Ermüdungsrisse zu achten, da diese die Tragfähigkeit unmittelbar einschränken können. Plötzliche Rissbildungen können aber auch während des Betriebs von Bauwerken unter chemischen Angriffen auftreten (Spannungsrissskorrosion in Chemiereaktoren, Hochöfen etc.).

Sowohl die visuelle Rissentdeckung als auch die Rissentdeckung durch klassische ZfP sind nicht überall mit ausreichender Aussagequalität und in manchen Fällen überhaupt nicht möglich, z.B. bei schwer zugänglichen Bereichen in größeren Höhen, im Wasser unterhalb des Meeresspiegels, im Innenraum geschlossener Behälter oder in gefährlichen Umgebungen wie beispielsweise in Reaktoren (siehe Abb. 1-1). Ein weiteres Problem stellt gegebenenfalls eine vorhandene Isolierung oder Beschichtung der zu überwachenden Bauteile dar, die aufgetretene Risse verdeckt und damit eine visuelle Inspektion verhindert.

Für automatisierte Struktur- bzw. Rissüberwachungen existieren eine Vielzahl erprobter Methoden, von denen einige in Kapitel 1.2 dieser Arbeit dargestellt werden. Ein Großteil dieser Verfahren baut darauf auf, dass Rissort und -lage relativ genau prognostiziert werden können. Die detaillierte Untersuchung auf eine Schädigung erfolgt lokal in diesem Bereich. Schwierig wird die Situation jedoch dann, wenn der Rissort nicht genau vorhergesagt werden kann. Beispielsweise ist das der Fall, wenn bei einer flächigen Konstruktion der Schaden an beliebiger, nur durch örtliche Mikrokerben bedingter Position auftreten kann, wie z.B. häufig bei der Spannungsrissskorrosion. Zur räumlichen Unsicher-

heit des Rissauftretens kommt in der Regel bei Bauwerken auch die Unsicherheit der zeitlichen Schadensprognose hinzu.



Abb. 1-1: Beispielbauwerke für die Applikation des entwickelten Monitoring-Systems

Generell verbietet sich oft aus Gründen des Zeitaufwands und damit verbunden der Wirtschaftlichkeit bei äußerst großflächigen zu überwachenden Bauwerken die Anwendung klassischer lokaler ZfP-Methoden. Beispielhaft sei die Gesamtlänge der Schweißnähte von Erdöltanks in Hafenanlagen, der Schwachpunkt in Hinblick auf Materialermüdung, genannt.

Die vorliegende Arbeit entstand somit aus der Notwendigkeit, ein Messverfahren bzw. -system zu entwickeln, das weitgehend automatisiert in der Lage ist, die hinsichtlich potentieller Schäden kritischen Bauwerksbereiche dauerhaft und zuverlässig zu überwachen. Betrachtet wurde hierbei neben dem Aspekt der Wirtschaftlichkeit auch die Robustheit des zu entwickelnden „Structural-Health-Monitoring (SHM)“-Systems.

Das entwickelte Verfahren, dessen theoretische und praktische Hintergründe in der vorliegenden Arbeit detailliert beschrieben werden, ist, wie die Ergebnisse in den nachfolgenden Kapiteln zeigen, in der Lage, selbst kleinste Schäden im Bereich von einem Millimeter Größe erfolgreich in flächigen Stahlkonstruktionen zu orten.

1.2 Zerstörungsfreie Methoden zur Schadensdetektion

Unter den in der englischsprachigen Fachliteratur verwendeten Oberbegriffen „Non Destructive Testing“ (NDT) und „Non Destructive Evaluation“ (NDE) werden vielfältige und z.T. seit Jahrzehnten etablierte Verfahren der zerstörungsfreien Werkstoff- oder Bauteilprüfung zusammengefasst. Ohne Anspruch auf Vollständigkeit enthält die folgende Auflistung eine Auswahl auf unterschiedlichen physikalischen Prinzipien beruhender NDT/NDE-Methoden.

- visuelle Kontrolle
- Farbeindringverfahren
- Radiographie mit Röntgenstrahlung
- Radiographie mit Neutronen
- Radiographie mit Gamma-Strahlung
- vielfältige Ultraschallverfahren (siehe Kap. 1.3)
- Wirbelstromprüfung
- Thermografie
- Magnetstreulichtverfahren, Magnetpulverprüfung

NDT spielt eine wesentliche Rolle bei der Gewährleistung des wirtschaftlichen Betriebs, der Sicherheit sowie Zuverlässigkeit einer Anlage, eines Bauwerks oder eines Bauteils. NDT findet in einer Vielzahl industrieller Branchen Anwendung, sowohl während der Produktion als auch während der Lebensdauer des Bauteils. Klassische Hauptanwendungsgebiete sind die Luftfahrtindustrie, Kraftwerksanlagen, Automobil- und Eisenbahnindustrie sowie Rohrleitungen z.B. der petrochemischen Industrie [DIED2007].

Bei der Wahl eines für den jeweiligen Anwendungszweck optimalen Verfahrens lässt sich häufig keine eindeutige Entscheidung treffen, da sich die auf vielfältigen physikalischen Grundlagen basierenden Verfahren teilweise ergänzen oder große Überschneidungsbereiche hinsichtlich der Tauglichkeit und des Anwendungsgebiets existieren (z.B. Röntgenbilder und mittels Ultraschall erstellte C-Scans [RAU2006, ARNO2007]). Individuelle Präferenzen oder eine bereits vorhandene Geräteausrüstung können ebenso zu einer Entscheidung für ein spezielles Verfahren und gegen mögliche Alternativen führen.

Grundsätzlich müssen bei der Verfahrenswahl Aspekte wie die Zugänglichkeit des zu prüfenden Bauwerks oder Bauteils, vor allem aber Lage und Art des potentiellen Schadens betrachtet werden. Methoden wie im einfachsten Fall die visuelle Kontrolle oder das Farbeindringverfahren eignen sich zum Auffinden Schäden an Bauteiloberflächen; hingegen bleiben im Material eingeschlossene und nicht an die Oberfläche reichende

Schadstellen wie Fremdeinschlüsse oder Dopplungen unentdeckt und erfordern somit den Einsatz z.B. von Ultraschall- oder von Röntgen-basierten Systemen.

Ebenso muss bei der Wahl einer ZfP-Methode berücksichtigt werden, ob der zu detektierende Schaden bereits zum Zeitpunkt der Erstmessung bzw. -prüfung vorhanden ist oder ob von einem ungeschädigten Zustand zu Beginn der Prüfung ausgegangen werden kann oder gar muss. Einige Methoden, wie auch das in Kapitel 8 und 10 dieser Arbeit ausführlich dargestellte Beamforming der Sensorsignale, erfordern für eine präzise Schadenserkennung kleinster Defekte Referenzmessungen des ungeschädigten Zustands, um neu auftretende Schäden anhand der Signalveränderung erkennen zu können. Bereits vorhandene Schäden werden bei dieser Vorgehensweise gleichwertig mit allen weiteren Struktureigenschaften (Kanten, Schweißnähte, Löcher etc.) in der Referenzmessung miterfasst, ihre Detektion ist dementsprechend nicht möglich.

In den letzten Jahren hat das sogenannte „Structural Health Monitoring“ erheblich an Bedeutung gewonnen. Unter SHM ist die Realisierung von automatischen Überwachungs- bzw. Inspektionssystemen zu verstehen, wobei das Anwendungsgebiet schwerpunktmäßig den Flugzeug-, Fahrzeug- und Maschinenbau umfasst. Einerseits sind in diesen Branchen die ermüdungsrelevanten dynamischen Beanspruchungen häufig maßgebend, andererseits besteht dort ein großes Interesse seitens finanzkräftiger Unternehmen, z.B. des Rüstungssektors. Mittlerweile gewinnt auch im Bauwesen das SHM eine immer stärkere Bedeutung, wie die wachsende Anzahl der Beiträge zu den Fachkonferenzen IWSHM [CHAN2007] und EWSHM [GÜEM2006] zeigt. Ebenso wurde und wird im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 477 an der TU Braunschweig [SOND2006] die Bauwerksüberwachung in vielfältiger Hinsicht vorangetrieben. Hierbei spannt sich im SFB477 der Bogen von der Entwicklung spezieller Messverfahren über die Konstruktion serienreifer neuer Sensoren bis zur langfristigen Überwachung realer Bauwerke sowohl des Stahl-, des Stahlbeton- als auch des Deponiebaus.

Health-Monitoring-Systeme greifen i.d.R. Grundprinzipien und Verfahren des NDT/NDE auf, unterscheiden sich aber von diesen in erster Linie durch die permanente Applikation der erforderlichen Messtechnik auf (bzw. Integration in) die Struktur. Zudem baut der Grundgedanke des SHM darauf auf, dass der Überwachungsbetrieb des Bauwerks weitgehend automatisiert stattfindet. Beim NDT ist im Gegensatz dazu die Installation oder wenigstens die Bedienung der dazugehörigen Hardware in definierten Intervallen durch das entsprechende Personal durchzuführen. In das Gebiet des NDT fallen zudem Bauteilüberprüfungen z.B. in der Serienfertigung einzelner Produkte, bei denen die Bauteile oder das Werkstück automatisiert an die entsprechenden Einrichtungen herangeführt werden.

Die zerstörungsfreie Prüfung, unabhängig ob als permanent installiertes SHM-System oder als NDT/NDE, ist wie bereits erwähnt ein vielfältiges und weit gefächertes Themengebiet. Diese Einführung kann keinesfalls dem Anspruch der Vollständigkeit gerecht werden, lediglich einige Aspekte können genannt werden. Das im Rahmen der vorliegen-

den Dissertation entwickelte Verfahren basiert auf der Nutzung geführter akustischer Wellen in Festkörpern; deshalb bietet das nachfolgende Kapitel 1.3 gezielt einen vertieften Einblick speziell in die Bandbreite der Verfahren, die ebenfalls auf dem Prinzip der Ultraschallwellenausbreitung beruhen.

1.3 Ultraschallverfahren in der zerstörungsfreien Prüfung

Zum Auffinden von Fehlstellen in Bauteilen bzw. -werken sind Ultraschallwellen (US) seit Jahrzehnten im professionellen Einsatz [KRAU1986, ARNO2007]. Die verschiedenartigen Ultraschallanwendungen spannen einen weiten Bogen, bei dem vor allem nach der Art der genutzten Wellen, dem genutzten Frequenzbereich, dem Material und der Größe der zu überprüfenden Struktur unterschieden wird.

Von besonderer Bedeutung ist hierbei vor allem der genutzte Wellentyp. Vereinfachend kann eine Unterteilung in zwei Verfahrenstypen vorgenommen werden. Dem ersten Typ sind Verfahren, die elementare Volumenwellen (Longitudinal- und Transversalwellen, siehe Abb. 1-2) nutzen, zuzuordnen und dem zweiten Typ Verfahren, die auf geführten Wellen wie z.B. Lamb-Wellen oder Rayleigh-Wellen [VIKT1967] (siehe hierzu Kapitel 4) basieren.

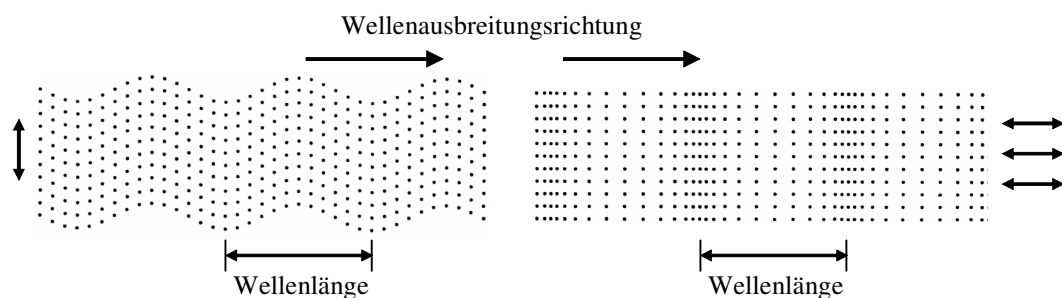


Abb. 1-2: Transversal- und Longitudinalwellen

Etabliert sind Methoden, bei denen mittels mobiler US-Prüfköpfe Volumenwellen im relativ kurzwelligen MHz-Bereich genutzt werden, um entweder Einschlüsse in Schweißnähten, Dopplungen in Blechen o.ä. [z.B. BERK1996, NELL2006] oder auch Delaminationen und Poren in Verbundwerkstoffen [NAGE2006, RAU2006] aufzufinden.

Ein Nachteil bei diesen Verfahren ist, dass die Prüfaussage lediglich für den durchschallten lokalen Bereich gilt. Nur durch Verschieben des Prüfkopfs, was sowohl manuell als auch automatisiert ein- oder zweidimensional erfolgen kann und somit einen B-Scan bzw. einen C-Scan des Prüfobjektes liefert, können größere Bereiche z.B. bei Betonbrücken [REIN2007] zerstörungsfrei vollständig kontrolliert bzw. überwacht werden. Auch die Rohrprüfung mit so genannten „Molchen“ erfordert die Verschiebung der US-Prüfköpfe [z.B. BARB2007]. Für die Überprüfung großflächiger Baukörper von nur einer Position aus, also wenn die Verfahrbarkeit der Prüfköpfe nicht oder nur sehr aufwändig möglich

ist, scheiden diese Verfahren demnach aus. Die in den letzten Jahren stark vorangetriebene Entwicklung der Phased-Array-Prüfköpfe [BIRD2005, ARMI2006] stellt durch die phasenversetzte Ansteuerung von im Prüfkopf angeordneten Einzelaktuatoren eine Weiterentwicklung dieser Verfahren in Hinblick auf eine Signalrichtwirkung und –fokussierung dar. Der Nachteil des lokalen Prüfbereichs wird hierdurch allerdings nicht beseitigt.

Der Einsatz geführter Wellen, z.B. Oberflächenwellen (Rayleigh-Welle), Plattenwellen (Lamb-Wellen) oder auch geführter Longitudinal- und Torsionswellenmoden in Stäben und Rohren [GRAF1991], stellt ein vom o.a. Prinzip abweichendes US-Verfahren dar. Die theoretischen Grundlagen der geführten Wellen und vor allem der Lamb-Wellen werden ausführlich in Kapitel 4 erläutert.

Bei der Nutzung geführter Wellen können prinzipiell drei verschiedene Ansätze ziel führend sein: die Schallemissionsanalyse (SEA) als passives Verfahren [VALL2001, MART2006], die so genannten Resonanz- bzw. Impedanzmethode mit Beobachtung der Strukturantwort bei aktiver Schwingungsanregung (z.B. durch Piezoaktuatoren) sowie die direkte Beobachtung und Bewertung der an Defekten gestreuten oder teilweise transmittierten geführten Wellen. Diese drei Vorgehensweisen sind in Abb. 1-3 skizziert.

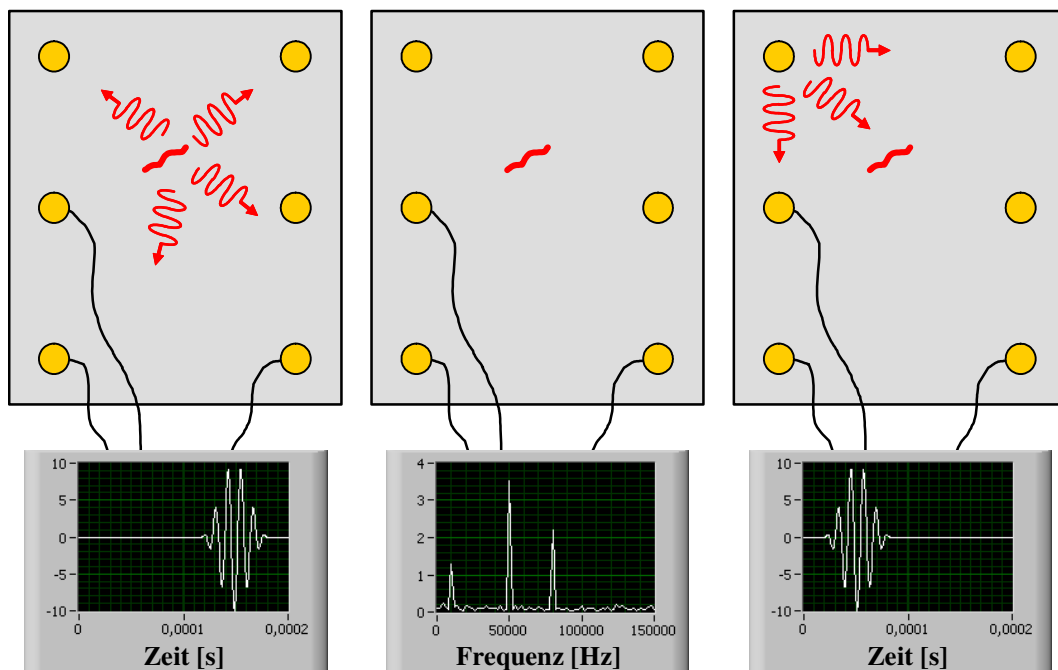


Abb. 1-3: Prinzipien Schallemissionsanalyse, Resonanzmethode, direkte Wellenausbreitung

Als ausschließlich passives Verfahren beruht die Schallemissionsanalyse auf der Aufzeichnung und Auswertung von z.B. durch Risswachstum verursachten Schallsignalen. Abweichend von den beiden anderen Vorgehensweisen erfolgt bei der SEA keine direkte und zeitlich präzise definierte Signalgenerierung. Vielmehr werden beispielsweise bei der

Prüfung von Gasbehältern [SCHA2004] Schallereignisse durch Laststeigerung, d.h. durch Erhöhung des Innendrucks, provoziert. Übersteigt die vorhandene mechanische Spannung z.B. an einer Risspitze den Widerstand des Materials, kommt es lokal zu einem Rissfortschritt und damit zu einer ruckartigen Entspannung des Materials in diesem kleinen Bereich, was zur Entstehung einer „Schall“-welle führt. Eine permanente Erfassung und Bewertung der Sensorsignale, im Fall der Gasbehälterprüfung wenigstens während Dauer der Prüfbelastung, ist deshalb Grundvoraussetzung, um das zu einem unbekannten Zeitpunkt auftretende schallverursachende Ereignis aufzeichnen und einer späteren Signalverarbeitung zuführen zu können.

Verfahren, die (allgemein formuliert) bei definierter Anregung auf der Änderung der Frequenzantwort der Struktur infolge des Auftretens eines Schadens basieren, werden als Resonanzverfahren bezeichnet. Das Teilprojekt B10 des Sonderforschungsbereichs 477 der TU Braunschweig greift diese Grundidee zur Schadenserkenkung auf [DINK2008]. Auf eine bevorzugt lokale Charakterisierung des Strukturzustands ist die auf der Erfassung der gekoppelten elektro-mechanischen Impedanz piezokeramischer Elemente (siehe Kap. 2.3) basierende Impedanzspektroskopie ausgerichtet [POHL2003, GIUR2005]. Die über die Frequenz aufgetragene Impedanzkurve eines Piezoelements ändert ihre Form und Lage bei Auftreten struktureller Veränderungen, erfasst werden allerdings nur Änderungen eines begrenzten lokalen Bereichs. Die Ansteuerung erfolgt bei diesen Frequenzantwortverfahren im einfachsten Fall monofrequent harmonisch über einen längeren Zeitraum. Alternativ hierzu ist die Anregung mit mehreren Frequenzen gleichzeitig als sog. „Multitöne“ [NATI2004] möglich. Dieses Multitone-Signal entsteht aus der Superposition verschiedener Sinuswellen. Die Anregung mit einem Gleitsinus in einem festgelegten Frequenzband [SEGG1990] ist ebenfalls als multifrequente Vorgehensweise möglich, hat aber den Nachteil, dass die Struktur nur kurzzeitig mit der jeweiligen Einzelfrequenz innerhalb des Anregungszeitintervalls stimuliert wird. Die Eignung frequenzbasierter Verfahren zur Detektion kleiner Schäden wird in der Fachliteratur jedoch häufig in Frage gestellt [z.B. MALL2004].

Die direkte Erfassung von Wellenausbreitungsphänomenen eines zeitlich begrenzten Signals (z.B. Impuls oder gefensterter Wellenzug) stellt die dritte Variante der Nutzung geführter Wellen dar und bildet die Grundlage der Schadenserkenkung und -ortung in dieser Dissertation. Geführte Wellen werden aktiv mit Hilfe unterschiedlicher Anregungsarten erzeugt. In vielen veröffentlichten Arbeiten werden gefensterte kurze Wellenzüge mit fest applizierten oder fluidgekoppelten piezobasierten Aktuatoren unterschiedlicher Bauart eingesetzt (siehe z.B. Kap. 2.3.1), scharfe Impulse hingegen sind z.B. durch Beschuss mit einem Nd:YAG-Laser [WU1999] möglich. Beim Laserbeschuss treten zwei Phänomene auf [STAS2004]: einerseits die zerstörungsfreie thermoelastische Ausdehnung, andererseits in kleinem Umfang der nicht zerstörungsfreie Materialabtrag durch Ablationseffekte.

Bei der auf direkten Wellenausbreitungsphänomenen beruhenden Schadensdetektion ist vor allem die präzise und mit der Anregung synchronisierte Laufzeitmessung der sich ausbreitenden Wellen unabdingbar, da die Umrechnung der Signallaufzeiten in den Wegbereich einen Hinweis auf die potentielle Schadensposition liefert. In einer Vielzahl von NDT-Verfahren werden die Wellenreflexionen an den zu detektierenden Schadstellen und Rissen als Indikator des Schadens genutzt. Alternativ oder ergänzend können die Betrachtung möglicher Modenkonversionen an diesen Reflektoren oder auch die schadensbedingte Wellenabschwächung die Grundlage der Schadenserkenkung bilden. Elementar hierbei ist das Verständnis der komplexen Welleneigenschaften (z.B. der Dispersion, siehe Kapitel 4.3) wie auch simplerer Zusammenhänge, beispielsweise die unvermeidbare Reflexion der Wellen an den Bauteilgrenzen oder an sonstigen Strukturbestandteilen wie aufgeschweißten Rippen, Aussparungen etc.

Ein wesentlicher Vorteil der Nutzung geführter Wellen (z.B. Lamb-Wellen) im Vergleich zu den anfangs erwähnten volumenwellenbasierten US-Methoden ist die weitläufige Wellenausbreitung in die angrenzende Struktur. Insbesondere bei gering dämpfenden Werkstoffen wie Metallen können sich geführte Wellen über weite Entfernungen ausbreiten [CAWL2003], allerdings nimmt bei flächigen Strukturen (nicht jedoch bei quasi-eindimensionalen Strukturen wie Rohren und Schienen) die Wellenamplitude infolge der Energieverteilung über die sich vergrößernde Länge der Wellenfront ab. Durch die große Reichweite der geführten Wellen ist die Inspektion großer Bereiche der Struktur von einem einzelnen Ort aus möglich, wodurch ein aufwändiges Verschieben wie beim Scannen mittels konventioneller US-Prüfköpfe entfallen kann. Die Nutzung geführter Wellen wird noch attraktiver, wenn Teile der zu untersuchenden Struktur schwer zugänglich sind, beispielsweise im Fall eines vergrabenen oder beschichteten Rohrs, das nur mit erheblichem Aufwand freigelegt werden kann.

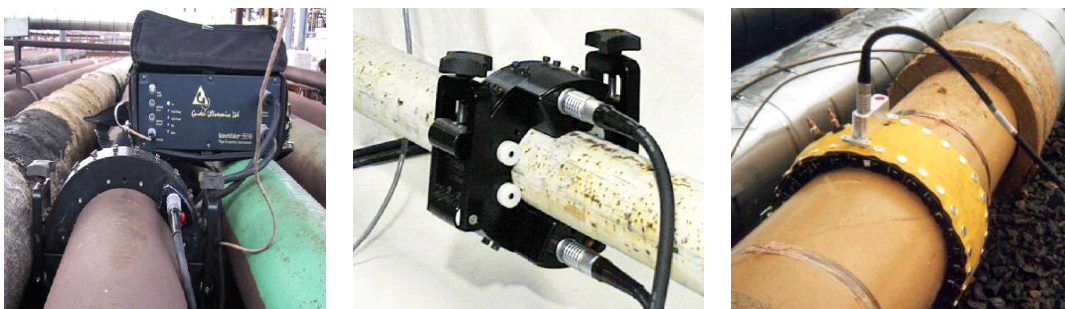


Abb. 1-4: Wavemaker der Fa. Guided Ultrasonics Ltd. zur Pipelineprüfung [GUID2008]

Prüfeinrichtungen auf Basis geführter Wellen zur Detektion von Korrosions- oder Schweißnahtschäden sind heute bereits für eindimensionale Strukturen wie Eisenbahnschienen [CAWL2004, GURV2006] oder Pipelines (Wavemaker von Guided Ultrasonics Ltd. [z.B.DEMM2005] oder Teletest von Plant Integrity Ltd. [PLAN2006]) erhältlich, siehe

Abb. 1-4 und Abb. 1-5. Hierbei wird ausgenutzt, dass die längliche Geometrie des zu überprüfenden Bauteils eine Bündelung der Wellenenergie bewirkt, und somit Inspektionsreichweiten von über 100 m erreicht werden können [CAWL2003].



Abb. 1-5: Gerät AKR1224 der Fa. ACS zur Schienenprüfung [ACOU2008]

Bei flächigen zweidimensionalen Strukturen ist die Wellenausbreitung hingegen vor allem durch die Existenz von Reflektoren (Kanten, Bohrungen etc.) deutlich komplexer. Da die meisten Untersuchungen an Plattenstrukturen dem Bereich der Luft- und Raumfahrt [z.B. FRAN2006, RAU2006, ROAC2006] zugehören, sind die Versuchskörper den dortigen Material- und Konstruktionsverhältnissen angepasst, z.B. Aluminiumbleche mit einer Dicke von 1 mm [OSTA2007] bzw. 2 mm [LEE2003] oder faserverstärkte Verbundwerkstoffe mit einer Dicke von 1,5 mm bzw. 2 mm bei Untersuchungen von Delaminationen [z.B. KÖHL2004, SU2004]. Im Unterschied dazu werden in der vorliegenden Dissertation Stahlbleche mit Dicken von bis zu 10 mm erfolgreich inspiziert.

Bei zerstörungsfreien US-Prüfungen, die auf Laufzeitmessungen eines aktiv erzeugten kurzen Signals basieren, kann eine allgemeine Unterteilung weitgehend unabhängig vom genutzten Wellentyp (Volumenwellen oder geführte Wellen) in drei unterschiedliche Vorgehensweisen erfolgen: Impuls-Echo-, Pitch-Catch- oder Durchschallungsmethode [HARK1999] (siehe Abb. 1-6).

Die Impuls-Echo-Methode geht davon aus, dass Anregung und Detektion der US-Wellen vom gleichen Ort aus erfolgen. Es werden somit zum Anregungsort zurückreflektierte Wellenanteile erfasst und der weiteren Signalauswertung zugeführt. Klassische, orthogonal auf ein Blech zu setzende und manuell zu bedienende Ultraschallprüfköpfe zur Dickenbestimmung von Blechen oder zum Auffinden von Schweißnahtfehlern und Dopplungen nutzen dieses Prinzip [z.B. BERK1996]. Diese Vorgehensweise wird außerdem beim sog. Beamforming Verfahren genutzt, welches im Kapitel 8 dieser Arbeit ausführlich beschrieben wird, allerdings werden dort Lamb-Wellen eingesetzt. Auch die mit speziellen Schraubwerkzeugen mögliche Vorspannkraftprüfung von Schrauben

[SCHN2006] nutzt aufgrund der nur einseitigen Zugänglichkeit der Schrauben die Impuls-Echo-Methode. Gleiches gilt für die vorgestellten Systeme zur Pipeline- oder zur Eisenbahnschienenprüfung mit geführten Wellen (Abb. 1-4 und Abb. 1-5).

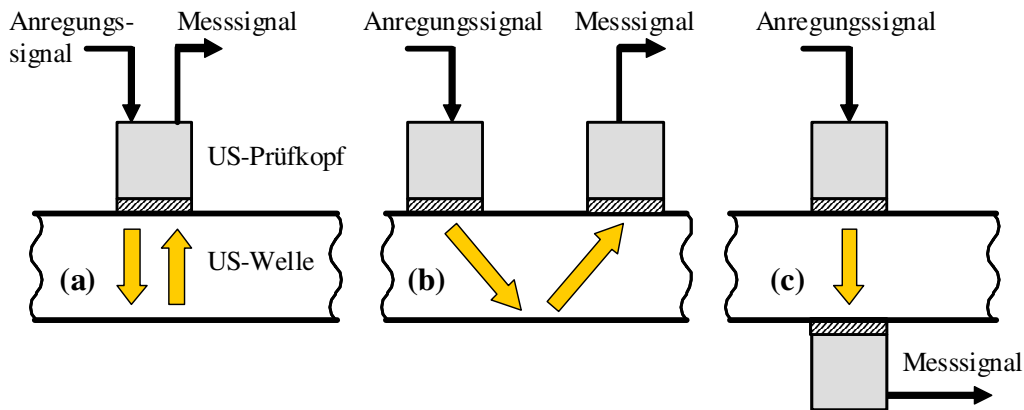


Abb. 1-6: (a) Pulse-Echo-, (b) Pitch-Catch-, (c) Durchschallungsmethode

Eine andere Vorgehensweise ist die Pitch-Catch-Methode [HARK1999]. Abweichend vom Prinzip der Impuls-Echo-Methode befinden sich Wellenanregung und -messung nicht am gleichen Ort, allerdings an der gleichen Bauteilseite. Die akustische Welle wird im Fall von Volumenwellen und kurzer Signallaufstrecken (bzw. nur einer Reflexion) auch als Volumenwelle reflektiert, im Fall mehrerer Reflexionen aufgrund längerer Laufstrecken bilden sich geführte Wellen aus, hierzu mehr in Kapitel 4. Von Interesse ist bei der Pitch-Catch-Methode das Verhalten bzw. die Veränderung des US-Signals auf dem Weg zwischen Wellenanregung und -erfassung. Anwendung findet diese Methode z.B. in der kontinuierlichen Qualitätsprüfung von gewalzten Bändern [BÖTT1970] oder bei den mit Einzelpiezos versehenen Folien des Herstellers *Acellent* [ACEL2008], die bereits in der zivilen, vor allem aber in der militärischen Luftfahrtindustrie Anwendung finden [BOLL2001]. Ebenso baut das im Kapitel 12 kurz skizzierte Schadensdetektionsverfahren mit mehreren, auf der Struktur verteilten Arrays auf der Pitch-Catch-Methode auf.

Die Durchschallungsmethode entspricht dem vereinfachten Pitch-Catch-Prinzip, wobei das Signal ohne Reflexionen auf dem direkten Weg vom Aktuator zum Sensor gemessen wird.

In der einschlägigen Literatur [z.B. LEE2003, NELL2006] wird vielfach als allgemeines Maß (oder als sog. „Daumenregel“) für den kleinsten mit klassischen US-Prüfverfahren erkennbaren Schaden die halbe Wellenlänge der genutzten US-Welle genannt. Hier ist jedoch eine differenziertere Betrachtung in Hinblick auf den eingesetzten Wellentyp angebracht. Es muss unterschieden werden, ob es sich um kurzwellige Frequenzen im MHz-Bereich handelt, wie sie i.d.R. bei Volumenwellen-Prüfverfahren eingesetzt werden, oder

um niederfrequente geführte Wellen, wie z.B. Lamb-Wellen im kHz-Bereich, wie sie in der vorliegenden Dissertation zum Einsatz kommen.

Für den letztgenannten Fall der geführten Wellen im kHz-Bereich wird von einigen Autoren [ALLE2000, FROM1999, LEON2005, LEE2003] angemerkt, dass die untere Sensitivitätsgrenze auf Größenverhältnisse deutlich unterhalb der halben Wellenlänge abgesenkt werden kann. Die Angabe absoluter Werte oder Größenverhältnisse des kleinsten detektierbaren Schadens ist aufgrund des Zusammenspiels vielfältiger Faktoren pauschal nicht möglich.

Mit Hilfe von zum Teil selbst entwickelten und in den folgenden Kapiteln vorgestellten Signalverarbeitungsverfahren wird in den im Rahmen dieser Dissertation durchgeführten Versuchen eine äußerst hohe Detektionsgenauigkeit kleinster Schäden erreicht. Selbst gebohrte Löcher in der Größenordnung von etwa nur einem Dreißigstel der Wellenlänge werden präzise und eindeutig detektiert, siehe hierzu die Ergebnisauswertungen in Kapitel 8 und 10.

1.4 Gliederung der weiteren Arbeit

Die vorangegangenen einleitenden Abschnitte schildern die Motivation für diese Arbeit und zeigen Möglichkeiten auf, wie mit Hilfe von verschiedenen zerstörungsfreien Methoden eine Bauwerksüberwachung realisiert werden kann. Hierbei liegt der Fokus auf den ultraschallbasierten Verfahren, da in der vorliegenden Arbeit geführte akustische Wellen, im Speziellen Lamb-Wellen, zur Schadensdetektion eingesetzt werden.

Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass einige Abschnitte der folgenden Kapitel einen eher allgemeinen Charakter aufweisen und in der einschlägigen Literatur veröffentlichtes Fachwissen wiedergeben. Diese Arbeit entstand am Institut für Stahlbau der TU Braunschweig und richtet sich vorrangig an Ingenieure dieser oder ähnlicher Fachrichtungen. Da Kenntnisse über Piezokeramik, Lamb-Wellen sowie Messtechnik und Signalverarbeitung nicht unbedingt bei diesem Personenkreis vorausgesetzt werden können, wird es als sinnvoll erachtet, zum besseren Verständnis diese Themengebiete und theoretischen Grundlagen in erweitertem Umfang darzustellen.

Die Anregung wie auch die Detektion der Lamb-Wellen erfolgen in der vorliegenden Arbeit mit piezokeramischen Elementen. Das Kapitel 2 liefert einen kurzen Überblick über die Piezoelektrizität im Allgemeinen und über die direkte Nutzung der verwendeten Aktuatoren und Sensoren sowie deren Einbindung in das SHM-Gesamtsystem im Detail.

Kapitel 3 behandelt in allgemeiner Form die Grundlagen der akustischen Wellen in Festkörpern und liefert einen Überblick über die aus den elementaren Volumenwellen entstehenden komplexeren geführten Wellenarten.

Hierauf aufbauend liegt der Fokus im Kapitel 4 auf den geführten Plattenwellen, den sog. Lamb-Wellen, die wie mehrfach erwähnt Grundlage der im Rahmen dieser Arbeit erfolgten Schadensdetektionen und –lokalisierungen bilden. Aspekte wie das dispersive Wellenausbreitungsverhalten sowie die Differenzierung der einzelnen Wellenmoden werden eingehend betrachtet.

Die Möglichkeiten zur Anregung dieser Lamb-Wellen beschreibt Kapitel 5 und legt hierbei den Schwerpunkt auf kreisförmige Piezokeramikscheiben. Detaillierte Betrachtungen erfolgen vor allem zur Modenselektion, also dem Zusammenhang der auftretenden Wellenmoden und deren Selektion durch geschickte Wahl der Piezogeometrien und Anregungsfrequenzen.

Die im Rahmen dieser Dissertation erfolgten Versuche wurden oftmals durch numerische Simulationen mit der FE-Methode begleitet. Ebenso wurden verschiedene Zusammenhänge in Bezug auf die Wellenausbreitung in der Struktur vorab durch Simulationen geklärt. Kapitel 6 beschreibt unterschiedliche Möglichkeiten der Modellierung sowohl der Wellen-

ausbreitung als auch der direkten Abbildung der piezoelektrischen Eigenschaften im numerischen Modell.

Genutzte, zum Teil selbstentwickelte Signalverarbeitungsmethoden der am Piezosensor gemessenen elektrischen Spannungen werden in Kapitel 7 näher beschrieben. Schwerpunkte sind hierbei die adaptive Phasenkorrektur, die erweiterte Dispersionskompensation sowie das ebenfalls selbstentwickelte Verfahren zur Kompensation unterschiedlicher Temperaturen während der Bauwerksüberwachung.

Die präzise Detektion und Lokalisierung kleinster struktureller Änderungen kann mittels des auf die Sensorsignale angewendeten Beamforming Verfahrens, das – simpel formuliert – auf einem richtungsabhängigen Zeitversatz der Einzelsignale beruht, erfolgen. Kapitel 8 schildert detailliert die Vorgehensweise und den dazugehörigen Algorithmus. Ebenso werden Versuchsergebnisse und Parameterstudien präsentiert.

Eine konsequente Weiterverfolgung der Idee der zeitversetzten Sensorsignalauswertung stellt die Übertragung dieses Prinzips auf die Anregungsseite dar. Dieses sog. Aktuator-Beamforming und dessen experimentelle Verifikation sind ausführlich in Kapitel 9 erläutert.

Das in Kapitel 8 geschilderte passive und das in Kapitel 9 beschriebene aktive Beamforming werden in Kapitel 10 zusammengeführt. Dieses kombinierte Verfahren liefert eine weitere Steigerung der Sensitivität der Schadenserkennung. Entsprechende Ergebnisse werden ausführlich dargestellt.

Dem Einfluss von im Stahlbau unvermeidlichen Reflektoren (z.B. aufgeschweißte Rippen) auf die Ausbreitung der geführten Plattenwellen und damit verbunden auf die Gesamteignung des SHM-Verfahrens widmet sich Kapitel 11. Anhand grundlegender Versuche sowie der Nutzung des kombinierten Beamformings werden die Auswirkungen dargestellt.

Abschließend liefert Kapitel 12 einen Ausblick auf mögliche Erweiterungen des entwickelten Verfahrens. Ferner werden weitere Ideen und Möglichkeiten aufgezeigt, wie mit der genutzten Hardware und den bereits vorhandenen Piezoelementen eine alternative Schadenserkennung realisiert werden kann.

Kapitel 2

Piezoelektrizität und -keramiken

2.1 Piezoelektrizität

Im Jahr 1880 wurde von den Brüdern Jaques und Pierre Curie an natürlichen Kristallen der piezoelektrische Effekt entdeckt. Sie konnten nachweisen, dass sich bestimmte Kristalle bei mechanischer Deformation elektrisch aufladen und umgekehrt. Im Jahr 1916 erfolgte eine der ersten praktischen Nutzungen im militärischen Bereich. Aus speziellen Kristallen und Stahl bestehende Sandwich-Elemente fanden als Echolote (Schallwandler) zur U-Boot-Ortung Verwendung. Durch die Entdeckung der ferroelektrischen Eigenschaften des Bariumtitanats in den Jahren 1945/46 durch russische und amerikanische Wissenschaftler sowie die erstmalig erfolgte synthetische Herstellung von Blei(*Plumbum*)-Zirkonat-Titanat (PZT) Mitte der 50er Jahre begann der kommerzielle Einsatz piezoelektrischer Keramiken im großen Umfang.

Unter Piezoelektrizität kann – knapp formuliert – nach DIN EN 50324 [DIN2002] die Kopplung elastischer und dielektrischer Eigenschaften eines Festkörpers verstanden werden. Der piezoelektrische Effekt wird unterschieden in:

- a) **Direkter piezoelektrischer Effekt.** In Abhängigkeit der Größe und Richtung einer mechanischen Belastung wird eine elektrische Ladung freigesetzt.

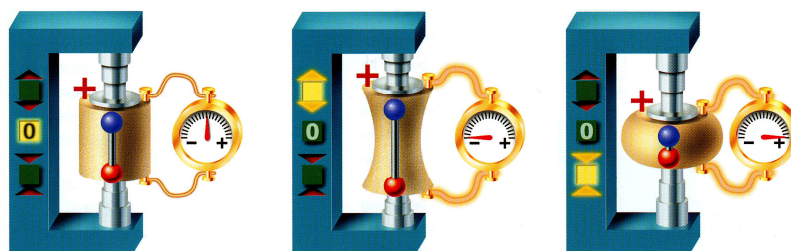


Abb. 2-1: direkter piezoelektrischer Effekt [CERA2004B]

Den direkten piezoelektrischen Effekt nutzt man bei der Verwendung piezoelektrischer Materialien in Sensoren. So erzeugt beispielsweise bei den in den folgenden Kapiteln präsentierten Versuchen eine geführte akustische Welle im Stahlblech eine Dehnung bzw. Stauchung der auf der Blechoberfläche fest applizierten Piezokeramikscheibe, wodurch diese eine elektrische Ladung generiert, die messtechnisch erfasst wird.

- b) **Inverser piezoelektrischer Effekt.** In Abhängigkeit der Stärke und Richtung eines angelegten elektrischen Feldes wird eine Deformation des Festkörpers hervorgerufen.

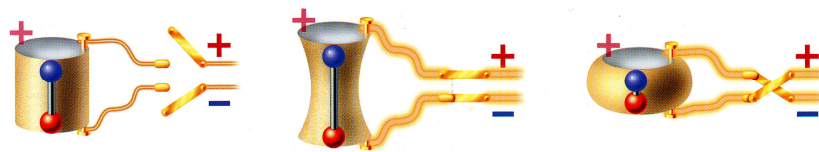


Abb. 2-2: indirekter piezoelektrischer Effekt [CERA2004B]

Der indirekte piezoelektrische Effekt wird bei Aktuatoranwendungen genutzt. Bezogen auf das Beispiel der geführten Wellenausbreitung in Blechen wird durch Anlegen eines hochfrequenten Wechselstroms eine vorzeichenkonforme Deformation der Piezokeramik und durch die schubsteife Ankopplung der Keramik an das Blech eine Wellenausbreitung hervorgerufen.

Piezoelektrische Bauteile finden sich unter anderem in den im Folgenden aufgelisteten Einsatzbereichen und z.T. alltäglichen Produkten wieder.

- Als elementares Bauteil von Klopfensoren zur optimalen Motornutzung im Automobilbau [STIN2005].
- Verwendung von aus gestapelten Piezokeramikscheiben bestehenden sog. Stack-Aktuatoren [PIC2006, siehe auch Abb. 2-9] in Piezo-Inline-Injektoren für die Diesel- oder Benzindirekteinspritzung im Motorenbau [STIN2005].
- Als Abstandssensoren in Pkw-Einparkhilfen durch die Nutzung von Luftultraschall-Abstandsmessungen [CERA2004].
- Zur Feinpositionierung von Festplatten Schreib- und Leseköpfen [SCHM2004].

- In einer Vielzahl von Anwendungen im Life Science Bereich (Systeme zur medizinischen Diagnostik, Nierensteinzertrümmerung, Zahnsteinentfernung, Skalpelle in der Augenchirurgie, Aerosolerzeugung etc. [PIC2005]).
- Piezoelektrische Hochtönlautsprecher [SCHA1994].

Für vertiefte und umfassende theoretische Hintergründe des Themenbereichs Piezoelektrizität sei an dieser Stelle auf die entsprechende Literatur verwiesen (sehr ausführlich z.B. in [IKED1990]). Die folgenden Abschnitte behandeln ausschnittsweise Grundlagen und ausgewählte Aspekte, die für das Verständnis der weiteren Arbeit erforderlich sind.

2.1.1 Piezokeramik

In der industriellen Nutzung des piezoelektrischen Effekts dominiert der Einsatz piezoelektrischer Keramiken (siehe z.B. Auflistung in Kap. 2.1) im Vergleich zu anderen Werkstoffen, die ebenfalls piezoelektrische Eigenschaften aufweisen.

Nach DIN EN 50324-1 [DIN2002] sind piezoelektrische Keramiken polykristalline Ferroelektrika, die im Wesentlichen aus Bleizirkonattitanat ($\text{Pb}(\text{ZrTi})\text{O}_3$), Bariumtitanat (BaTiO_3) oder Bleititanat (PbTiO_3) bestehen. Diese polykristallinen Gebilde setzen sich aus einer Vielzahl von Kristalliten (Domänen) zusammen, die wiederum selbst aus einer großen Menge Elementarzellen bestehen. Die Kristallstruktur dieser Elementarzellen wird als Perowskitstruktur bezeichnet und allgemein durch die Strukturformel $\text{A}^{2+} \text{B}^{4+} \text{O}_3^{2-}$ beschrieben (A^{2+} zweifach positives Blei- oder Bariumion, B^{4+} vierfach positives Titan- oder Zirkonion und O_3^{2-} zweifach negatives Sauerstoffion). Die Perowskitstruktur ist in Abb. 2-3 dargestellt. Oberhalb der sog. Curie-Temperatur fallen die Schwerpunkte der positiven und negativen Ladungen zusammen, es sind keine Unsymmetrien und somit keine Dipole vorhanden. Beim Unterschreiten der materialabhängigen Curie-Temperatur geht das Gitter aus energetischen Gründen vom kubischen in den tetragonalen Zustand über. Durch die dabei entstehende Unsymmetrie fallen die Ladungsschwerpunkte nicht mehr zusammen und es entsteht ein Dipol.

Diese Dipole beeinflussen sich gegenseitig, es entstehen spontan als Weissche Bezirke oder Domänen bezeichnete Bereiche gleicher Dipolausrichtung. Im makroskopischen Körper sind diese Domänen mit ihren jeweiligen Dipolen willkürlich verteilt. Diese als ferroelektrische Keramiken bzw. Ferroelektrika bezeichneten Werkstoffe weisen somit makroskopisch keine Polarisierung und keinen piezoelektrischen Effekt auf.

Erst durch die mit einem starken elektrischen Gleichfelds induzierte Ausrichtung der einzelnen Dipole werden diese Ferroelektrika piezoelektrisch. Den Prozess der Ausrichtung, der etwas unterhalb der Curie-Temperatur durchgeführt wird und bei dem bestimmte

zeitliche Randbedingungen einzuhalten sind, bezeichnet man als Polarisation. Bei dieser Polarisation werden die polaren Achsen der einzelnen Domänen neu ausgerichtet, siehe Abb. 2-4. Erst hierdurch bildet sich der remanente (also auch nach Abschaltung des elektrischen Felds verbleibende) makroskopische piezoelektrische Effekt, der Grundvoraussetzung für die piezoelektrische Aktivität der ferroelektrischen Keramik ist.

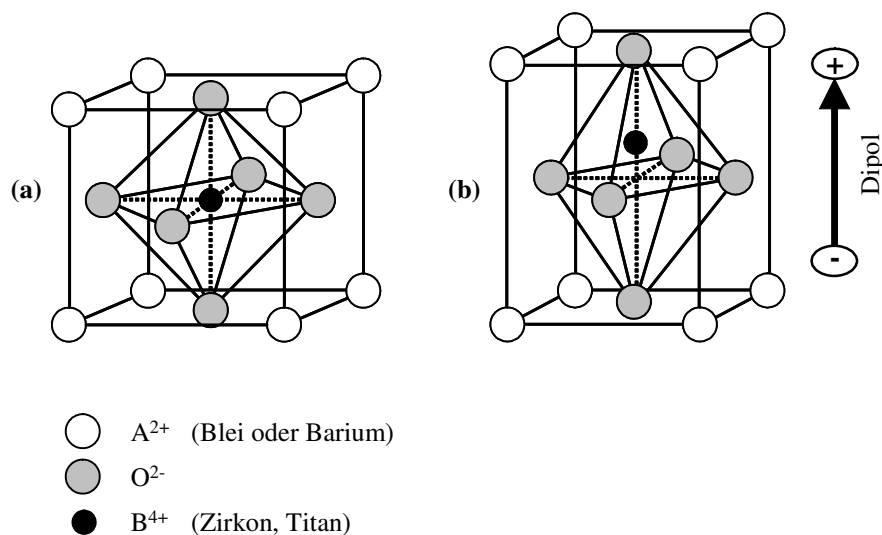


Abb. 2-3: Perowskitstruktur der piezokeramischen Elementarzelle oberhalb (a) und unterhalb (b) der Curie-Temperatur

Die remanente Polarisation lässt sich auch mit der in Abb. 2-5 gezeigten ferroelektrischen Hysteresekurve erläutern. Dargestellt ist die in Coulomb pro m² angegebene elektrische Verschiebungsdichte D bzw. Polarisation über die elektrische Feldstärke E [V/m]. Bei einer bisher unpolarisierten Keramik steigt D mit wachsendem E auf der sog. Neukurve (rot) bis zur Sättigung P_s . Nimmt man das elektrische Feld auf Null zurück (blau), behält man im Remanenzpunkt P_r einen endlichen, der remanenten Polarisation entsprechenden Wert. Ausgehend von P_r kann bei großer negativer elektrischer Feldstärke die Polarisationsrichtung umgekehrt werden (grün). Aus diesem Grund ist der Betrieb von Piezokeramiken mit negativen elektrischen Spannungen kritisch und sollte vermieden werden, siehe hierzu auch Kap. 2.3.3. Üblicherweise geben die Keramikhersteller maximal zulässige negative Feldstärken an.

Die Einstufung der unterschiedlichen piezokeramischen Materialien kann anhand verschiedener Kriterien nach unterschiedlichen Normen und Richtlinien erfolgen, z.B. nach DIN EN 50324-1 [DIN2002] oder dem „Department of Defense Military Standard DOD-STD 1376A“. Beispielsweise ist die in der vorliegenden Arbeit vielfach verwendete Keramik PIC255 der Firma PI Ceramic als „Typ 200“ nach DIN EN 50324-1 und als „Navy Type II“ nach DOD-STD 1376A klassifiziert.

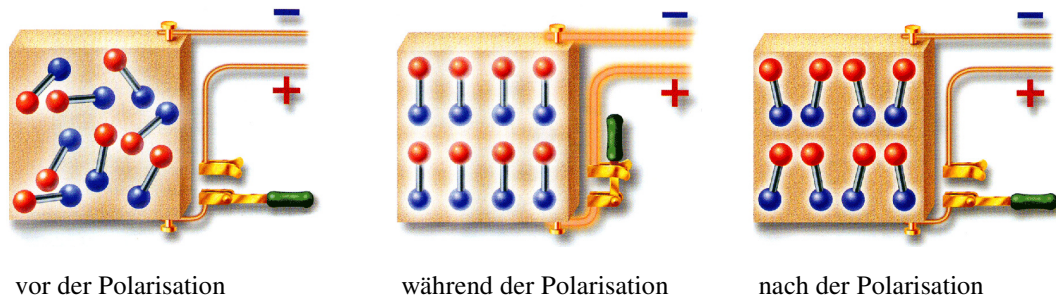


Abb. 2-4: Polarisation der Piezokeramik [CERA2004B]

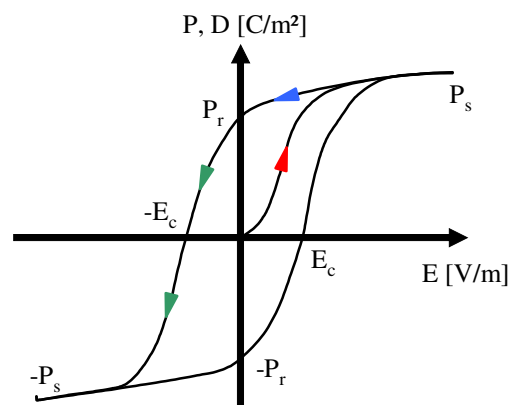


Abb. 2-5: ferroelektrische Hysteresekurve

2.1.2 Weitere Materialien mit piezoelektrischen Eigenschaften

Im Rahmen der Nutzung piezoelektrischer Werkstoffe zur zerstörungsfreien Werkstoffprüfung oder Bauwerks- bzw. Bauteilüberwachung kommen fast ausschließlich PZT-Keramiken oder auf diesen Keramiken aufbauende Aktuatoren und Sensoren zum Einsatz. Als alternatives Material mit piezoelektrischen Eigenschaften für dieses Anwendungsfeld bieten sich (allerdings mit Einschränkungen) auch dünne Folien (Dicken von wenigen μm bis $200 \mu\text{m}$ [BARU2006]) aus polarisiertem Polyvinyliden Fluorid (PVDF) an. In einigen veröffentlichten Arbeiten finden entsprechende Elemente Verwendung [BARU2006, LIN2006].

Anders als bei Piezokeramiken erfolgt die Ausrichtung der Polarität des PVDF-Werkstoffs nicht durch Anlegen einer hohen elektrischen Gleichspannung, sondern bereits bei der Herstellung der Folien durch entsprechende Streckung des Materials. Analog zu den dün-

nen PZT-Scheiben (siehe Kap. 2.3.1) können auch PVDF-Folien beidseitig durch einen Sputter-Prozess metallisch elektrodiert werden.

Die Vorteile von PVDF im Vergleich zur Piezokeramik sind vor allem das geringere Gewicht sowie die hohe Flexibilität der dünnen Folien und damit verbunden die recht einfache Handhabung und problemlose Applikation an stark gekrümmten Oberflächen. Des Weiteren sind PVDF-Folien in der Regel preisgünstiger als ähnliche PZT-Elemente [LIN2006].

Zu beachten ist jedoch, dass die PVDF-Steifigkeit um viele Größenordnungen kleiner als die der PZT-Keramiken ist. Somit ist z.B. in SHM-Anwendungen (siehe Kapitel 8 oder Kapitel 10) die Anregung von Lamb-Wellen mit PVDF-Aktuatoren wesentlich schwächer als bei PZT-Aktuatoren ähnlicher Abmessungen.

In [LIN2006] sind ausführliche vergleichende Versuche zur Eignung beider Materialien zur Generierung und Messung geführter Wellen veröffentlicht. Bei diesen Versuchen wurden kurze Wellenzüge im Pitch-Catch-Modus (siehe Kap. 1.3) vom Aktuator zum Sensor geschickt. Verglichen wurden die Sensoramplituden bei allen PVDF/PZT und Sensor/Aktuator Kombinationen. [LIN2006] kommt zu dem Ergebnis, dass bei gleicher am Aktuator angelegter Signalamplitude PVDF-Aktuatoren immer eine wesentlich schwächere Wellenerzeugung liefern. PVDF-Sensoren führen ebenfalls zu schwächeren Messsignalen im direkten Vergleich zu entsprechenden PZT-Sensoren, jedoch ist der Unterschied im Sensorbetrieb nicht derart gravierend. Im Rahmen eines dem vorliegenden Arbeit ähnlichen SHM-Systems sind PVDF-Elemente deshalb höchstens als reine Sensoren vorstellbar.

Natürliche Kristalle, wie z.B. Turmalinsalz, an denen die Piezoelektrizität erstmalig entdeckt wurde, finden keine dem Autor dieser Arbeit bekannte Anwendung im Bereich NDT/SHM. In der allgemeinen piezoelektrischen Messtechnik werden allerdings Turmalin und Quarze (SiO_2) in entsprechenden Signalaufnehmern genutzt [TICH1980].

2.2 Piezoelektrische Begriffe und Grundgleichungen

Die piezoelektrischen Grundgleichungen koppeln die mechanischen mit den dielektrischen Eigenschaften des piezoelektrischen Materials. Hierbei sind die vier unbekannten physikalischen Größen (als Vektoren):

S : Dehnung

T : mechanische Spannung

E : elektrisches Feld

D : elektrische Ladungsverschiebung

Nachfolgend werden die für die Berechnung der mechanischen und dielektrischen Freiwerte erforderlichen Grundbegriffe und Parameter aufgelistet [aus SCHA1994, RUSC1995, TICH1980, DIN2002]. Bei allen Rechnungen und Umformungen ist die tensorielle Natur der Gleichungen 2.5 bis 2.17 zu beachten. Variablen sind ggf. zu transponieren.

- **Hochgestellte Indizes:** Der hochgestellte Index regelt die jeweilig geltenden elektrischen oder mechanischen Randbedingungen. Es existieren folgende vier Möglichkeiten [SCHA1994, RUSC1995].

T : konstante mechanische Spannung, z.B. $T = 0$, d.h. ohne Belastung

S : konstante Dehnung, z.B. $S = 0$, d.h. vollständige Dehnungsbehinderung

E : konstante elektr. Feldstärke, z.B. $E = 0$, d.h. kurzgeschlossene Elektroden

D : konstante dielektrische Verschiebung, z.B. $D = 0$, d.h. offene Elektroden

- **Tiefgestellte Indizes:** Beim tiefgestellten Index „ i “ legt „ i “ die Richtung der angelegten oder gemessenen Ladung fest, „ j “ gibt Auskunft über die Richtung der betrachteten Deformation. Hierbei bedeutet „3“ in Richtung der Polarisation. „1“ und „2“ bedeuten rechtwinklig zur Polarisationsrichtung, siehe Abb. 2-6.

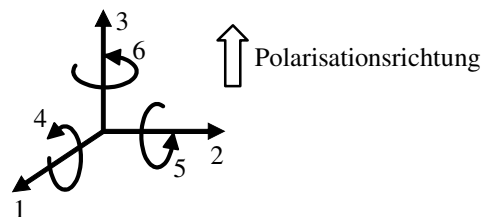


Abb. 2-6: Definition der Piezoachsen

- **Dielektrizitätszahl ϵ_{ij}^T (bzw. ϵ_{ij}^S):** Auch als Permittivität bzw. dielektrische Leitfähigkeit bezeichnet. ϵ_{ij} gibt die Durchlässigkeit eines Materials für elektrische Felder an.

Die Permittivität eines Materials ist das Produkt aus ϵ_0 und der materialspezifischen relativen Permittivität ϵ_r . Die Dielektrizitätszahl ϵ_0 des Vakuums ist eine Naturkonstante.

$$\epsilon^T = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r^T \quad \text{bzw.} \quad \epsilon^S = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r^S \quad (2.1)$$

$$\text{mit } \epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$$

ϵ^T wird als freie Dielektrizitätszahl bezeichnet und gilt für den Fall frei verformbarer, also nicht eingespannter Keramik. Die geklemmte Dielektrizitätszahl ϵ^S gilt für blockierte Keramikverformungen. In der Regel gilt $\epsilon^T > \epsilon^S$.

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix} \text{ F/m} \quad (2.2)$$

- **Piezoelektrische Ladungskonstante d_{ij} :** Kopplung der Deformation mit der elektrischen Feldstärke oder der dielektrischen Verschiebung mit der mechanischen Spannung.

$$d = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ C/N} \quad (2.3)$$

- **Elastische Nachgiebigkeit s_{ij} :** Verhältnis zwischen Dehnung S und mechanischer Spannung T , entspricht dem Kehrwert des Elastizitätsmoduls.

$$s = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{13} & s_{13} & s_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{55} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2 \cdot (s_{11} - s_{12}) \end{pmatrix} \text{ m}^2/\text{N} \quad (2.4)$$

- **Piezoelektrische Spannungskonstante g_{ij} :** Kopplung der Deformation mit der dielektrischen Verschiebung oder der elektrischen Feldstärke mit der mechanischen Spannung. Es gilt:

$$g = \frac{d}{\epsilon^T} \quad (2.5)$$

- **Elastische Steifigkeit c_{ij} :** Entspricht dem Kehrwert der elastischen Nachgiebigkeit und somit dem Elastizitätsmodul. Es gilt:

$$c = \frac{1}{s} \quad (2.6)$$

In gepolten Keramiken existieren nur 10 unabhängige Koeffizienten der Materialparameter, alle weiteren lassen sich aus diesen 10 Werten berechnen. Unabhängig sind hierbei:

$$\epsilon_{11} ; \epsilon_{33} ; d_{31} ; d_{33} ; d_{15} ; s_{11} ; s_{12} ; s_{13} ; s_{33} ; s_{55}$$

Die piezoelektrischen Grundgleichungen können auf unterschiedliche Weise formuliert werden. Welche Formulierung für die Berechnung der Spannungen, Deformationen, elektrischen Felder oder Ladungsverschiebungen gewählt wird, hängt von den vorliegenden Versuchsbedingungen ab, also durch Vorgabe der den hochgestellten Index definierenden Randbedingungen. Die Gleichungen 2.7 und 2.8 entsprechen der üblicherweise als „Strain-Charge-Form“ bezeichneten Formulierung.

$$S = s^E \cdot T + d \cdot E \quad (2.7)$$

$$D = d \cdot T + \epsilon^T \cdot E \quad (2.8)$$

Alternativ sind bei entsprechenden Randbedingungen auch die drei nachfolgenden Darstellungsvarianten zur Kopplung der vier physikalischen Größen S , T , D und E möglich.

$$\text{„Stress-Charge-Form“} \quad T = c^E \cdot S - e \cdot E \quad (2.9)$$

$$D = e \cdot S + \epsilon^S \cdot E \quad (2.10)$$

$$\text{„Strain-Voltage-Form“} \quad S = s^D \cdot T + g \cdot D \quad (2.11)$$

$$E = -g \cdot T + (\epsilon^T)^{-1} \cdot D \quad (2.12)$$

$$\text{„Stress-Voltage-Form“} \quad T = c^D \cdot S - h \cdot D \quad (2.13)$$

$$E = -h \cdot S + (\epsilon^S)^{-1} \cdot D \quad (2.14)$$

$$\text{mit} \quad h = \frac{g}{s^D} \quad \text{und} \quad e = \frac{d}{s^E} \quad (2.15)$$

Die Parameterumrechnung für die Randbedingungen mechanisch blockierter und freier Deformation sowie elektrisch offener und verbundener Elektroden ist mit den beiden folgenden Gleichungen möglich.

$$s^D = s^E \cdot \left(1 - \frac{d^2}{s^E \cdot \epsilon^T} \right) \quad (2.16)$$

$$\epsilon^S = \epsilon^T \cdot \left(1 - \frac{d^2}{s^E \cdot \epsilon^T} \right) \quad (2.17)$$

2.2.1 Eigenschaften der verwendeten Keramiken bei Raumtemperatur

Verwendung fanden im Rahmen der Versuche der vorliegenden Arbeit hauptsächlich Keramiken des Herstellers *PI Ceramic*, hier vor allem der Typ *PIC255*. Des Weiteren wurden Piezokeramiken der Firma *CeramTec* des Typs *Sonox P53* genutzt. Die Werkstoffkennwerte bei Raumtemperatur beider Keramiken werden im Folgenden angegeben.

Werkstoffdaten PIC255 [PIC2006]

$$\text{Dichte:} \quad \rho = 7800 \text{ kg/m}^3$$

$$\text{Curie-Temperatur:} \quad T_C = 350 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$\text{relative Permittivitätszahl:} \quad \epsilon^T = \begin{pmatrix} 1650 & 0 & 0 \\ 0 & 1650 & 0 \\ 0 & 0 & 1750 \end{pmatrix}$$

$$\varepsilon^S = \begin{pmatrix} 1107 & 0 & 0 \\ 0 & 1107 & 0 \\ 0 & 0 & 863 \end{pmatrix}$$

piezoelektr. Ladungskonst.: $d = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 500 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 500 & 0 & 0 \\ -180 & -180 & 400 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot 10^{-12} \text{ C/N}$

piezoelektr. Kopplungsmatrix: $e = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 9,62 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 9,62 & 0 & 0 \\ -6,66 & -6,66 & 14,76 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ C/m}^2$

elast. Nachgiebigkeit: $s^E = \begin{pmatrix} 1,61 & -0,48 & -0,71 & 0 & 0 & 0 \\ -0,48 & 1,61 & -0,71 & 0 & 0 & 0 \\ -0,71 & -0,71 & 2,07 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 5,20 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 5,20 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 4,18 \end{pmatrix} \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{N}$

elast. Steifigkeit: $c^E = \begin{pmatrix} 1,017 & 0,538 & 0,534 & 0 & 0 & 0 \\ 0,538 & 1,017 & 0,534 & 0 & 0 & 0 \\ 0,534 & 0,534 & 0,849 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0,192 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0,192 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,239 \end{pmatrix} \cdot 10^{11} \text{ N/m}^2$

Werkstoffdaten Sonox P53 [CERA2004B]

Dichte: $\rho = 7800 \text{ kg/m}^3$

Curie-Temperatur: $T_C = 215 \text{ }^\circ\text{C}$

relative Permittivitätszahl: $\varepsilon^T = \begin{pmatrix} 3580 & 0 & 0 \\ 0 & 3580 & 0 \\ 0 & 0 & 3800 \end{pmatrix}$

$$\varepsilon^S = \begin{pmatrix} 1672 & 0 & 0 \\ 0 & 1672 & 0 \\ 0 & 0 & 1505 \end{pmatrix}$$

$$\text{piezoelektr. Ladungskonst.: } d = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 770 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 770 & 0 & 0 \\ -275 & -275 & 680 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot 10^{-12} \text{ C/N}$$

$$\text{piezoelektr. Kopplungsmatrix: } e = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 21,94 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 21,94 & 0 & 0 \\ -3,98 & -3,98 & 26,67 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \text{ C/m}^2$$

$$\text{elast. Nachgiebigkeit: } s^E = \begin{pmatrix} 1,58 & -0,50 & -0,87 & 0 & 0 & 0 \\ -0,50 & 1,58 & -0,87 & 0 & 0 & 0 \\ -0,87 & -0,87 & 2,29 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 3,51 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 3,51 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 4,16 \end{pmatrix} \cdot 10^{-11} \text{ m}^2/\text{N}$$

$$\text{elast. Steifigkeit: } c^E = \begin{pmatrix} 1,434 & 0,953 & 0,907 & 0 & 0 & 0 \\ 0,953 & 1,434 & 0,907 & 0 & 0 & 0 \\ 0,907 & 0,907 & 1,126 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0,285 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0,285 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0,240 \end{pmatrix} \cdot 10^{11} \text{ N/m}^2$$

Alle weiteren, z.B. für die Materialmodellierung in FE Programmen (siehe Kapitel 6) erforderlichen Kennwerte lassen sich hieraus mit den in Kap. 2.2 angegebenen Gleichungen berechnen.

2.2.2 Temperaturverhalten der Piezokeramiken

Zu beachten ist, dass die im vorangegangenen Abschnitt angegebenen Materialkennwerte der Piezokeramiken für Raumtemperaturen +20°C gelten. Bei hiervon abweichenden Temperaturen erfolgt eine Änderung einiger Kennwerte. Die nachfolgenden Diagramme aus [PIC2005] stellen exemplarisch den Temperaturgang der Kapazität C und der piezoelektrischen Ladungskonstante d_{31} für den in dieser Arbeit vielfach verwendeten Werkstoff PIC255 sowie zwei weitere Keramiken des Herstellers *PI Ceramic* dar.

Die Auswirkungen dieser Temperaturabhängigkeiten lassen sich getrennt nach Aktuator- und Sensorfunktion wie folgt beschreiben.

Der kräftige Anstieg der Kapazität C bei zunehmender Temperatur bewirkt im Sensorbetrieb über den Zusammenhang $U = Q/C$ bei gleicher elektrischer Ladung Q einen starken Abfall der zu messenden elektrischen Spannung U am PZT-Sensor. Die weitaus schwächere Zunahme der piezoelektrischen Ladungskonstante d_{31} bewirkt hingegen eine leicht steigende Ladungszunahme bei gleicher Dehnung des Sensors. Der Kapazitätseffekt auf die elektrischen Sensorsignale überwiegt jedoch deutlich, so dass eine Temperatursteigerung bei sonst gleichen Randbedingungen zu einer Abnahme der gemessenen Spannung am Sensor führt.

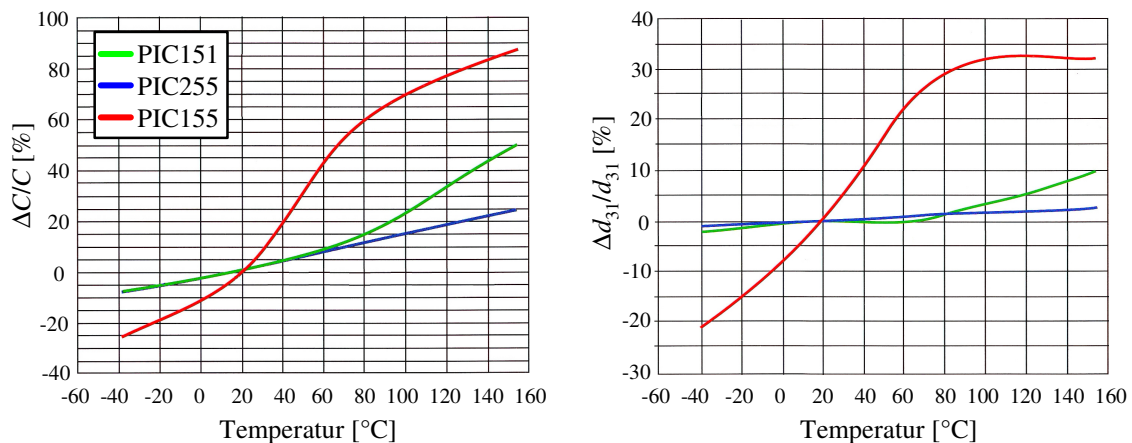


Abb. 2-7: Temperaturgänge der Kapazität C und der piezoelektrischen Ladungskonstante d_{31}

Die Zusammenhänge im Aktuatorbetrieb sind komplexer. Hier nicht weiter dargestellte *Ansys*-Simulationen zeigen, dass die wesentliche Kenngröße „Stellkraft“ im Aktuatorbetrieb bei gleicher Ladungsbeaufschlagung mit steigender Temperatur abnimmt. Die angeregten Wellen werden dementsprechend schwächer.

Bei einer Erhöhung der Temperatur verstärken sich somit in Hinblick auf die zu detektierenden Wellen die Auswirkungen aus Sensor- und Aktuatorbetrieb; durch „schwächere“ Aktuatoren erzeugte kleinere Wellenamplituden treffen auf „weniger sensitive“ Sensoren, das Resultat ist eine kleinere gemessene Spannung.

2.3 Applikation und Integration piezoelektrischer Elemente in das SHM-System

2.3.1 Piezokeramische Elemente

Piezoelektrische Keramiken werden in einer Vielzahl von Formen und Größen gefertigt. Üblich sind Rohre, Ringe, Stäbe, runde oder rechteckige Scheiben unterschiedlicher Dicke etc. (siehe z.B. [PIC2005]).

Für die Anregung geführter Wellen in flächigen Stahlbauteilen können unterschiedliche Piezokeramikelemente zur Anwendung kommen. Die an diese PZT-Aktuatoren und -Sensoren gestellten Anforderungen sind vor allem ihre möglichst einfache Applikation auf die betrachtete Struktur, eine ausreichende Robustheit sowie preisliche Aspekte. Simple runde, beidseitig elektrodierte Keramikscheiben erfüllen diese Vorgaben. Abb. 2-8 stellt eine Auswahl dieser einfachen Piezokeramikscheiben sowie aufwändigere und somit teurere gekapselte Piezomodule dar.

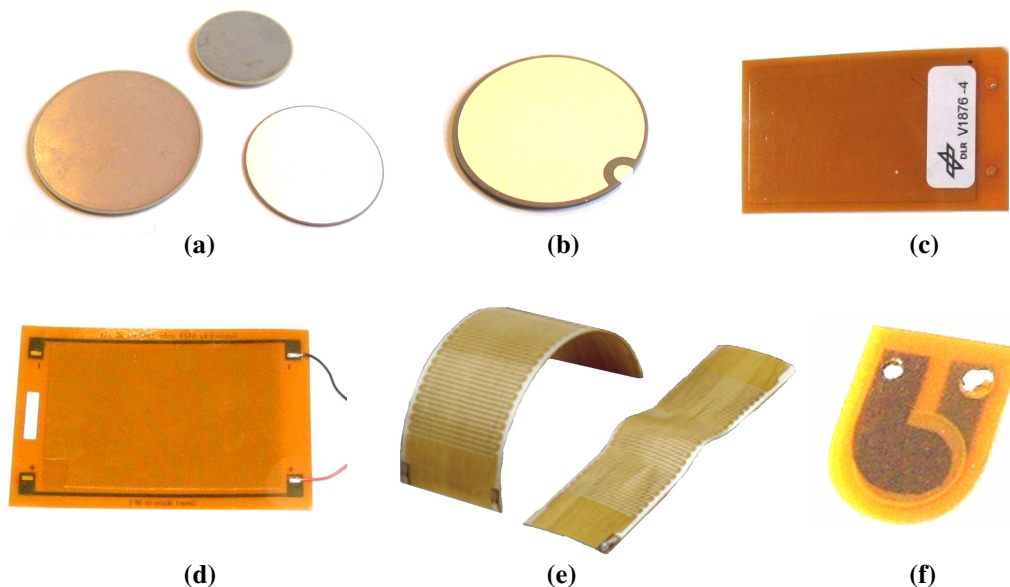


Abb. 2-8: unterschiedliche piezokeramische Elemente

Teilbild a zeigt die im Rahmen dieser Dissertation hauptsächlich genutzten runden und beidseitig elektrodierten Piezoscheiben. Diese bestehen aus lediglich drei Schichten: dem Kern aus PZT-Keramik sowie zwei äußeren elektrisch leitenden metallischen Schichten (z.B. aus Kupfer), die durch einen sog. Sputterprozess oder auch spezielle Siebdrucktechniken dünn aufgebracht werden. Dieser Piezotyp wird in allen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Plattenversuchen genutzt. Das industrielle Hauptanwendungsgebiet dieser

Scheiben sind allerdings mehrschichtige Stack-Aktuatoren z.B. für die hochpräzise Nano-positionierung. Der Aufbau und das Grundprinzip eines Stack-Aktuators aus 9 Einzelscheiben sowie ein realer Aktuator der Fa. *PI Ceramic* mit 250 μm Stellweg [PIC2006] sind in Abb. 2-9 dargestellt. Die einzelnen Keramikscheiben werden bezüglich ihrer Polarisationsrichtung alternierend in den Stack eingebaut, so dass beim Anlegen einer elektrischen Spannung alle Scheiben eine gleichgerichtete Verformung über die Scheibendicke erfahren (Nutzung des d_{33} -Effekts). Der Gesamtstellweg des Stack-Aktuators ist die Summe der Einzelverformungen.

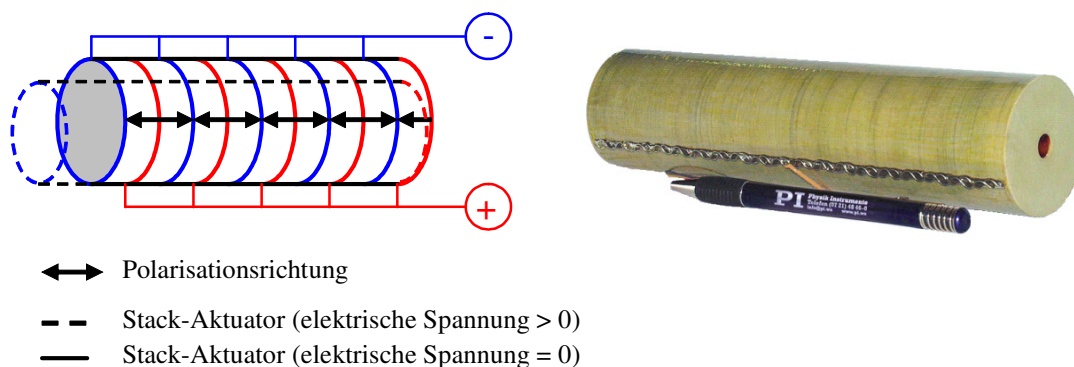


Abb. 2-9: Aufbau und Prinzip eines Stack-Aktuators, realer Stack-Aktuator [PIC2006]

Bei der direkten Verklebung einer Einzelkeramikscheibe des in Abb. 2-8 a dargestellten Typs auf ein Blech zur Anregung geführter Wellen ist zu beachten, dass es keine Alternative zur Nutzung des Blechs als alleinige elektrische Masse für alle eingesetzten Elemente gibt. Eine elektrische Isolierung des Einzelpiezos ist nicht möglich.

Geringfügig aufwändiger sind Piezoscheiben, bei denen die untere Elektrode über einen Umkontakt als Lötunkt an die Oberfläche der Scheibe verlegt wird, siehe Abb. 2-8 b. Dieser Typ entspricht prinzipiell dem in Teilbild a der Abb. 2-8, weist aber den Vorteil auf, dass die dem Blech zugewandte Scheibenseite direkt kontaktiert werden kann und somit eine elektrisch isolierende Schicht zwischen Piezokeramik und Bauteil möglich ist. Die Wahl eines geeigneten Isolationslacks in Hinblick auf dessen mechanische Eigenschaften, Temperaturverhalten, Verarbeitung etc. ist jedoch problematisch. Zudem ist zu beachten, dass die isolierende Lackschicht die Gesamtschichtdicke aus Lack und Klebstoff zwischen Piezoelement und Struktur vergrößert und durch diese eher als schubweich anzusehende Schicht die Übertragung der mechanischen Spannungen sowohl im Sensor- als auch im Aktuatorbetrieb der Piezos schwächer wird, siehe hierzu die ausführlichen Betrachtungen zur Klebschichtdicke in Kapitel 5.3.

Auf dem Markt existieren einige Hersteller der dünnen, beidseitig elektrodierten PZT-Scheiben. Für die Versuche zur Schadensdetektion an Stahlblechen (Kapitel 8, 9 und 10)

kamen hauptsächlich Piezoelemente der *PI Ceramic GmbH* und der *CeramTec AG* zum Einsatz. Alternativ ist ein Bezug ähnlicher Elemente beispielsweise auch über die dänischen Hersteller *Noliac A/S* und *Ferroperm Piezoceramics A/S* möglich.

Vom *Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt* (DLR) in Braunschweig gefertigt werden die in Abb. 2-8 c zu sehenden Piezo-Funktionsmodule [EHLE2002]. Bei diesen Modulen werden rechteckige PZT-Scheiben in eine Kunstharzmatrix eingebettet. Mit Hilfe feiner Kupfernetze wird der elektrische Kontakt der beiden Elektroden zu den dargestellten Lötpunkten hergestellt. Diese Module sind sehr robust, allerdings relativ teuer und weisen den Nachteil auf, dass die trennende Schicht zwischen Struktur und der eigentlichen Piezokeramik relativ dick ausfällt.

Ebenfalls rechteckig, jedoch hinsichtlich des inneren Aufbaus deutlich von den DLR-Modulen abweichend, sind die unter *NASA Patent* stehenden, in Abb. 2-8 d dargestellten flexiblen „Macro Fiber Composites (MFC)“ [WILK2005]. Diese werden u.a. von der *Smart Material GmbH* in vielfältigen Formen in Lizenz produziert. Der MFC besteht aus eng nebeneinander positionierten Piezokeramikstäben, die zwischen zwei Schichten aus Polyimide-Folien angeordnet werden (siehe Abb. 2-10). Diese Folien beinhalten bereits die fingerartigen sog. „Interdigital-Electrodes (IDE)“, die der Spannungsübertragung zu den Piezostäben dienen. Die schmalen Piezostäbe entstehen durch das mechanische Zersägen einer Piezoplatte [WILK2005], was für das fertige versiegelte und somit robuste MFC-Modul zur Folge hat, dass einerseits die Dehnung im Aktuatorbetrieb vorwiegend in nur einer Richtung erfolgt, da Querdehneffekte des MFC weitgehend eliminiert werden, andererseits die MFC-Module im Gegensatz zu dem steifen und spröde brechenden Ausgangsmaterial äußerst flexibel sind und sich deshalb Krümmungen sehr gut anpassen können. Weitergehende Informationen zu den unterschiedlichen Funktionsweisen der MFCs sind im Anhang A zu finden

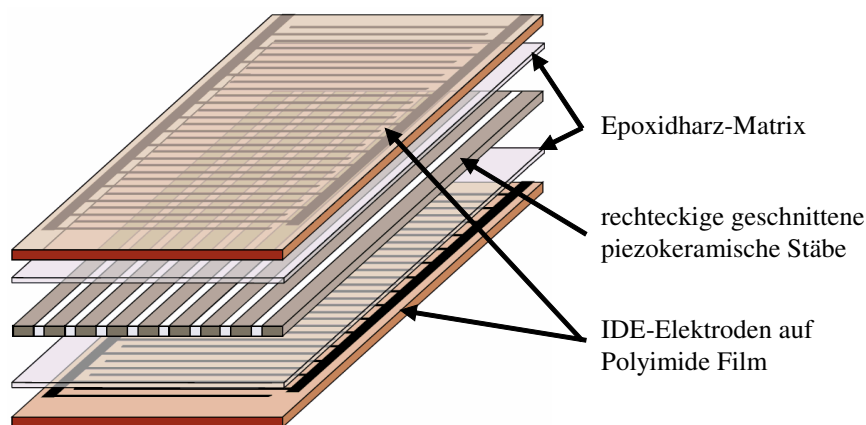


Abb. 2-10: Aufbau Macro-Fiber-Composite (MFC) [SEEL2005]

Im Rahmen dieser Dissertation wurden sowohl die MFC-Module der *Smart Material GmbH* als auch die Piezofunktionsmodule des DLR erfolgreich bei Versuchen zur Wellenausbreitung in Stahlstäben eingesetzt.

Des Weiteren sind flexible Piezofaser-Module (Abb. 2-8 e) kommerziell erhältlich [FRAN2006]. Diese Module entstehen durch die Einbindung von extrudierten Piezofasern in eine Kunstharzmatrix. Prinzipiell entsprechen diese Module mit Ausnahme des Herstellungsprozesses den MFCs. Auch die elektrische Kontaktierung als d_{33} -Module (siehe Anhang A) erfolgt analog.

Neu auf dem Markt sind die in Teilbild f der Abb. 2-8 gezeigten gekapselten Module mit runden Piezokeramikscheiben als Kern. Die herausragende Eigenschaft dieser Elemente ist deren nennenswerte Biegsamkeit bei gleichzeitiger Aufrechterhaltung der Scheibenwirkung. Anders als MFCs (Abb. 2-8 d) werden die Keramiken hier nicht aufgeschnitten, vielmehr entsteht die Flexibilität aus einer während des Herstellungsprozesses der Module erzeugten mechanischen Vorspannung der Piezokeramik bei der Integration der Keramik in das Modul [PIC2008], vergleichbar dem Prinzip des Spannbetons. Diese Module sind für eine Verwendung als Aktuatoren und Sensoren zur Anregung und Detektion von Lamb-Wellen in flächigen Strukturen sehr gut geeignet, da sie aufgrund ihrer runden Form wie einfache runde Keramikscheiben (Abb. 2-8 a und b) als Isotropstrahler (siehe hierzu Kap. 4.4) fungieren. In den im Rahmen dieser Arbeit erfolgten Versuchen fanden sie jedoch wegen mangelnder Verfügbarkeit zum Zeitpunkt der Experimente keine Anwendung.

2.3.2 Applikation auf die Struktur

Bei allen im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Versuchen kam zur Verklebung der reinen PZT-Scheiben oder der weiterverarbeiteten Piezo-Funktionsmodule ein 2-Komponenten-Epoxidharz-Klebstoff zum Einsatz. Im Gegensatz zur alternativ möglichen Verklebung mit Cyanoacrylate (CN) Klebstoffen weist der verwendete *Hysol 9466* des Herstellers *Loctite* [LOCT2006] eine ausgesprochen lange Verarbeitungszeit von 180 Minuten bei Raumtemperatur auf, so dass eine präzise Ausrichtung der Piezoelemente innerhalb dieses Zeitraums gewährleistet ist. Zudem ist 2-Komponenten-Epoxidharz-Klebstoff schlagzäh und nicht spröde wie CN-Klebstoffe und weist als weiteren Vorteil eine hohe Schäl- und Scherfestigkeit auf. Die nach ISO 4587 ermittelte Zugscherfestigkeit des *Hysol 9466* beträgt auf sandgestrahltem Stahl $37,0 \text{ N/mm}^2$ und die nach ISO 9653 ermittelte Scherschlagfestigkeit $5,8 \text{ J/m}^2$. Eine sichere und dauerhafte Verklebung auf der metallischen Struktur auch bei hochfrequenten dynamischen Beanspruchungen ist hierdurch gewährleistet.

In [ACX1997] wird zum Erzielen einer kleinstmöglichen Klebschichtdicke empfohlen, mit seitlich abgedichteter, auf den Piezo aufgelegter Folie sowie mit Hilfe einer Vakuumpumpe einen entsprechenden Unterdruck aufzubauen und somit eine Pressung des Piezos auf die Struktur während der Aushärtephase des Klebstoffs zu erreichen. Durch die auf diese Art und Weise realisierte dünne Klebstoffschicht wird eine bestmögliche Kraftübertragung zwischen Piezo-Element und Struktur erreicht (siehe hierzu auch Kap. 5.3). Mit deutlich weniger Aufwand im Vergleich zur Vakuumerzeugung verbunden sind die beiden im Rahmen dieser Arbeit genutzten Techniken zur Generierung einer entsprechenden Anpressung der PZT-Elemente an die Struktur, siehe Abb. 2-11. Bei liegenden Blechen kann eine definierte Pressung über einfaches Aufsetzen einer Auflast (blauer Stahlklotz) und Einleitung der Gewichtskraft über ein Neoprenpolster erzeugt werden. Für beliebig orientierte Stahlbleche wurde sehr erfolgreich die Druckspannung mit Hilfe von Schaltmagneten aufgebracht, die präzise über dem zu verklebenden Element positioniert werden und erst bei Aktivierung ihre zum Blech hin orientierten Magnetkräfte entwickeln. Dass sich bei Verwendung der Magnete, verglichen mit der aufgesetzten Masse oder der Vakuumerzeugung, keine exakten quantitativen Aussagen über die Größe der Druckspannung treffen lassen, stellt prinzipiell einen Nachteil dar, erwies sich bei allen Versuchen jedoch als unkritisch und unproblematisch.



(a) Auflast durch Stahlmasse



(b) Schaltmagnet

Abb. 2-11: Erzeugung der Pressung während der Aushärtezeit des Epoxidharzes

Die elektrische Kontaktierung der piezoelektrischen Aktuatoren und Sensoren in Kap. 2.3.1 stellt im Fall der fertigen Funktionsmodule (siehe Abb. 2-8 c, d, e und f) kein Problem dar, sie sind bereits herstellerseitig mit entsprechenden Lötunkten oder Anschlusskabeln versehen. Da bei diesen Modulen zudem die Piezokeramik samt Elektroden zwischen dünnen elektrisch nicht leitenden Folien einlaminieren ist, besteht aufgrund dieser Kapselung kein elektrischer Kontakt zum Bauteil, auf das sie appliziert werden. Der Epoxid-Klebstoff kann somit ohne weitere Aufbereitung direkt angewendet werden.

Anders verhält es sich bei den beidseitig elektrodierten einfachen Keramikscheiben, siehe Abb. 2-8 a und b. Wie bereits in Kap. 2.3.1 erwähnt, ist gegebenenfalls ein elektrisch leitender Kontakt zwischen der dem Blech zugewandten Piezoseite und dem Blech selbst

erforderlich. Die durch die Pressung während der Aushärtezeit verursachte räumliche Verdrängung des reinen Epoxidharzes stellt einen hinsichtlich der elektrischen Leitfähigkeit unsicheren Kontakt zwischen Blech und Piezo her, der daraus resultiert, dass lokale Unebenheiten des in der Regel geschliffenen Blechs im mikroskopischen Bereich zur Elektroden-schicht durchdringen. In einer Vielzahl der durchgeführten Versuche, jedoch nicht bei allen, war diese Vorgehensweise zur Erzielung einer direkten leitenden Verbindung durchaus erfolgreich.

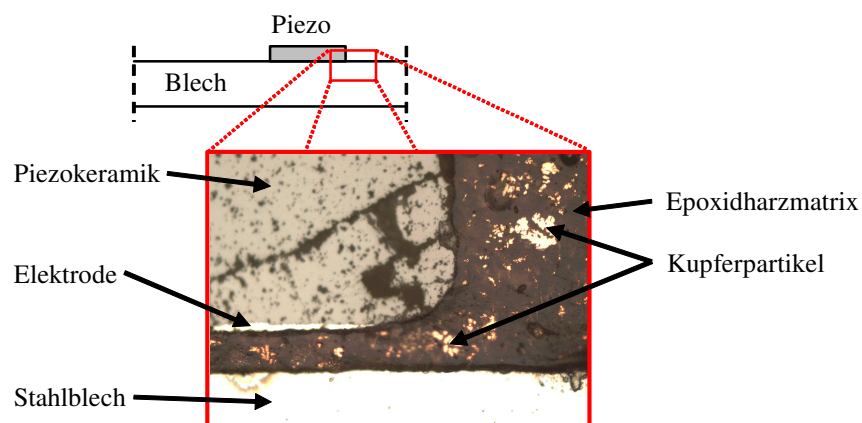


Abb. 2-12: Verklebung mit Epoxidharz unter Zugabe von Kupferpartikeln

Gewährleistet werden konnte in allen erfolgten Versuchen die elektrische Leitfähigkeit des Epoxidharzes durch Zugabe von Kupferpulver mit einer Korngröße $< 100 \mu\text{m}$. Hierbei drücken sich die kleinen Kupferpartikel unter der druckerzeugenden Auflast wesentlich leichter durch das Epoxidharz mittlerer Viskosität und stellen dadurch lokal den elektrischen Kontakt sicher her. Abb. 2-12 zeigt eine mikroskopische Aufnahme des Schnitts durch eine auf einem Stahlblech applizierte PZT-Scheibe, die mit Kupferpulver angereichertem Epoxidharz verklebt wurde. Deutlich sind die einzelnen Kupferpartikel zu erkennen.

2.3.3 Hybride Ansteuerung der Aktuatoren

Die Erzeugung geführter Wellen in der Struktur wird über den indirekten piezoelektrischen Effekt (Abb. 2-2) durch die hochfrequente elektrische Ansteuerung der fest verklebten und somit steif mit der Struktur verbundenen Piezoelemente erreicht (siehe hierzu auch Kapitel 5). Entsprechend den Gleichungen in Kap. 2.2 herrscht ein linearer Zusammenhang zwischen der mechanischen Verformung der Piezokeramik und dem elektrischen Feld, das als angelegte elektrische Spannung dividiert durch den Abstand der Elektroden (also der Piezoscheibendicke) definiert ist. Diese lineare Verknüpfung ist in der Realität

allerdings näherungsweise nur im Kleinsignalbereich gültig, bei größeren Feldstärken zeigt sich ein nichtlinearer und auf Grund der ferroelektrischen Eigenschaften der PZT-Keramiken hysteresebehafteter Zusammenhang zwischen Aktuatorverformung und elektrischer Spannung. Abb. 2-13 a zeigt diesen Effekt anhand der Auslenkung eines Stack-Aktuators (siehe Abb. 2-9) über die angelegte elektrische Spannung [DÖRL2004]. Der gleiche Effekt tritt analog auch bei andersartigen Piezoaktuatoren und somit ebenfalls bei den verwendeten simplen Keramikscheiben auf. Dieses Verhalten hat zur Folge, dass eine rein spannungsgesteuerte Anregung (mit üblichen Spannungsverstärkern) bei klar definiertem Anregungssignal eine unsaubere, bzw. hinsichtlich des zeitlichen Signalverlaufs nur ähnliche, Wiedergabe dieses Signals als Aktuatordeformation bewirkt.

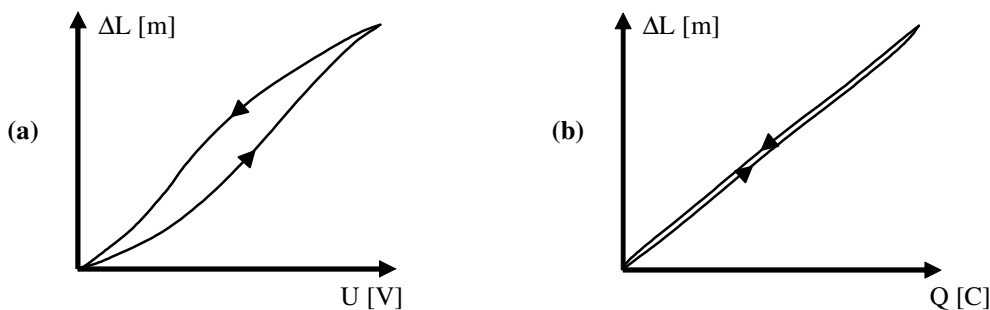


Abb. 2-13: Spannungs- und Stromsteuerung eines Stack-Aktuators [DÖRL2004]

Die Verhältnisse bezüglich der Hysterese liegen dagegen anders, wenn man die Auslenkung eines PZT-Aktuators in Abhängigkeit von der in den Piezoaktor eingebrachten Ladung aufträgt. Hierbei zeigt sich ein quasi linearer und nahezu hysterese freier Zusammenhang zwischen der eingebrachten elektrischen Ladung und der resultierenden Aktuatorauslenkung [DÖRL2004, SCHU2003], siehe Abb. 2-13 b. Über den in Gl. 2.18 beschriebenen Zusammenhang kann die elektrische Ladungsmenge $Q_P(t)$ mit dem über eine Stromquelle eingebrachten Aktuatorstrom $I_P(\tau)$ präzise kontrolliert werden.

$$Q_P(t) = \int_0^t I_P(\tau) d\tau \quad (2.18)$$

Die Ansteuerung der Aktuator-Piezos erfolgt deshalb bei allen durchgeführten Versuchen mit einem sog. Hybrid-Verstärker der Firma *ScienLab electronic systems GmbH*, dessen Vorteil im Vergleich zur ausschließlichen Spannungsverstärkung im Prinzip der direkten Stromflusssteuerung (Gl. 2.18) für den hochfrequenten Signalanteil liegt. Hiermit können die verwendeten PZT-Elemente mit Signalfrequenzen deutlich größer als 100 kHz betrieben werden. Dieser Hybrid-Verstärker beinhaltet zusätzlich zur Stromsteuerung einen Spannungsverstärker, der quasi-statisch eine Offset-Regelung übernimmt und dadurch den Arbeitspunkt des Verstärkers in den positiven Spannungsbereich verschiebt.

Hierdurch wird vermieden, dass das Gesamtsignal aus Spannungsoffset und Spannung infolge Stromsteuerung (siehe Gl. 2.20) nicht oder nur geringfügig im negativen Spannungsbereich liegt. Die Gefahr der Depolarisierung der piezoelektrischen Keramiken wird vermieden, siehe Kap. 2.1.1.

Zur messtechnischen Erfassung des tatsächlich zum Aktuator gesendeten Stroms sowie der am Aktuator real anliegenden elektrischen Spannung bieten die *ScienLab*-Verstärker entsprechende Monitor-Ausgänge. Nachfolgend sind in Abb. 2-14 beispielhaft für eine Anregung mit einem aus 5 Sinuswellen der Frequenz 100 kHz bestehenden und mit einem Hanning-Fenster [HESS1983] multiplizierten Wellenzug die beiden Monitorsignale dargestellt. Der Verlauf der elektrischen Spannung am Piezo in Abb. 2-14 ist zwangsläufig hysteresehaftet. Die wesentliche, für die Erzeugung der geführten Wellen im Blech erforderliche Piezodeformation hingegen ist im Gegenzug durch die Stromsteuerung nahezu hysteresefrei.

Unter der theoretischen Annahme einer hysteresefreien Piezokeramik kann das ideale Spannungssignal eines Hanning-gefensterten Wellenzugs am Piezo bzw. die sich einstellende Piezodeformation (unter Vernachlässigung von Trägheitseffekten) mit der Frequenz f , der Spannungsamplitude A und der Periodenanzahl b entsprechend Gl. 2.19 formuliert werden. Die Verknüpfung der elektrischen Spannung und des Stromflusses liefert Gl. 2.20 (mit der Piezokapazität C), so dass mit Gl. 2.21 das erforderliche Stromflusssignal angegeben werden kann.

$$U(t) = \frac{A}{2} \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi \cdot f \cdot t}{b}\right) \right) \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot t) \quad (2.19)$$

$$U = \frac{Q}{C} = \frac{\int I(t) dt}{C} \quad (2.20)$$

$$I(t) = C \cdot \left(\begin{aligned} &A \cdot f \cdot \pi \cdot \cos(2\pi \cdot f \cdot t) \cdot \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi \cdot f \cdot t}{b}\right) \right) \\ &+ \frac{A \cdot f \cdot \pi \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot t) \cdot \sin\left(\frac{2\pi \cdot f \cdot t}{b}\right)}{b} \end{aligned} \right) \quad (2.21)$$

Die Kompensation der nichtlinearen Beziehung zwischen Piezospannung und Piezoverformung über die Strom- bzw. Ladungssteuerung ist im Rahmen dieser Dissertation vor allem auch deshalb vorteilhaft, weil dadurch eine direkte Vergleichbarkeit mit den aus parallel durchgeführten FE-Simulationen gewonnen Ergebnissen möglich ist. In der verwendeten FE-Software *Ansys* sind ausschließlich lineare Beziehungen für die piezoelektrischen Eigenschaften gemäß Kap. 2.2 implementiert, siehe auch Kapitel 6.

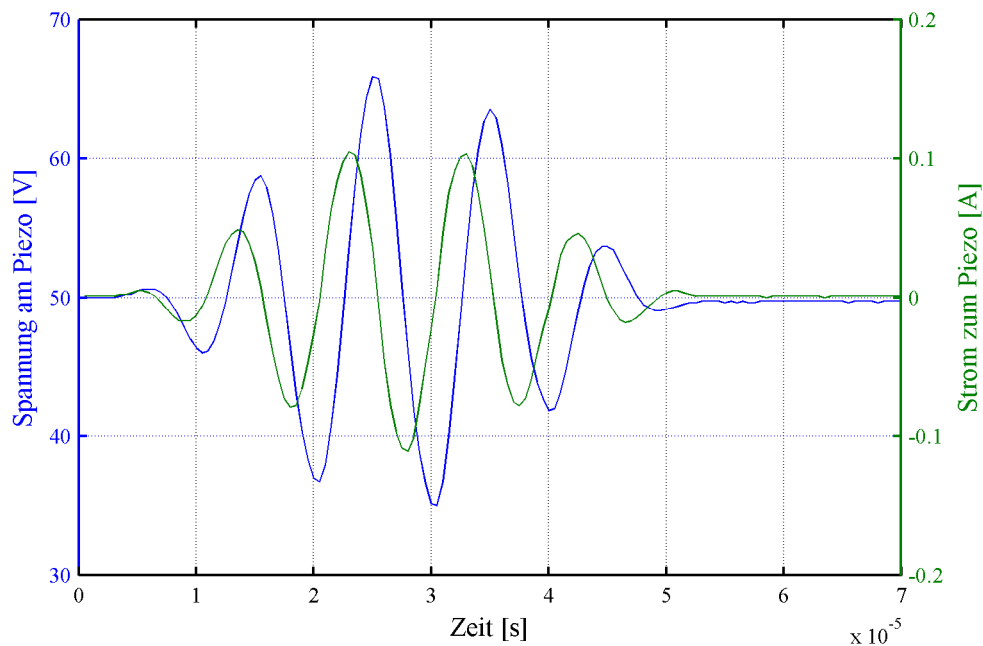


Abb. 2-14: Monitorsignale des Hybrid-Verstärkers

2.3.4 Sensorbetrieb der Piezoelemente

Analog zum Aktuatorbetrieb (Steuerung der elektrischen Ladung bzw. des Stromflusses) erfolgt idealerweise auch im Sensorbetrieb die direkte Messung der Ladungsverschiebung der PZT-Elemente und nicht indirekt die Messung der sich infolge der Ladungsverschiebung einstellenden elektrischen Spannungen an den Piezoelektroden. Eine entsprechende Ladungsmessung ist mit kommerziellen Ladungsverstärkern auch für hochfrequente Signale im kHz-Bereich möglich. Ein entsprechendes Gerät des Herstellers *Kistler* wurde im Rahmen von Vorversuchen genutzt. Nachteilig hierbei ist jedoch zusätzlich zum erhöhten Messtechnikaufwand vor allem, dass Ladungsverstärker i.d.R. in Abhängigkeit der analogen Filtereinstellungen unterschiedliche Gruppenlaufzeiten innerhalb des Geräts aufweisen. Diese vorab zu bestimmenden Zeitdifferenzen müssen zusätzlich in der nachfolgenden Signalauswertung berücksichtigt werden.

Alternativ bietet sich unter Vernachlässigung der in Kap. 2.3.3 geschilderten Nichtlinearitäten die simple Erfassung der elektrischen Spannung an den Elektroden der PZT-Elemente an. Dieses einfache Vorgehen wurde für die in den folgenden Kapiteln präsentierten Versuche gewählt, da es sich bei den Sensorsignalen ausnahmslos um Kleinsignale handelt und somit die in Abb. 2-13 dargestellte Hysterese des Großsignalbereichs vernachlässigt werden kann.

Wesentlich ist es jedoch zu beachten, dass im Gegensatz zu den Eingängen der Ladungsverstärker die analogen Eingänge üblicher Messkarten oder –geräte, wie sie auch in dieser Arbeit verwendet wurden, einen relativ niedrigen Eingangswiderstand aufweisen, was zur Folge hat, dass bei relativ geringen Signalfrequenzen die sich infolge der Piezodeformation einstellende Ladungsverschiebung bereits während des Ladungsanstiegs ausreichend Zeit hat, über den niedrigen Eingangswiderstand der Messkarte gleichzeitig abzufließen und somit das Messsignal zu verfälschen bzw. gar nicht erst zustande kommen zu lassen. Bei den verwendeten Messkarten des Herstellers *National Instruments* Typ *PXI-6115* und den Kapazitäten der genutzten Piezokeramiken ist oberhalb von ca. 5 kHz dieses Phänomen allerdings nicht mehr messbar. Kleinere Frequenzen sind ohne Zwischenschaltung eines Ladungsverstärkers hingegen problematisch, werden im Rahmen dieser Dissertation jedoch nicht genutzt.

Detaillierte Informationen zur Messung wie auch zur Anregung akustischer Wellen mit den vorgestellten Piezoelementen enthält Kapitel 5.

Kapitel 3

Akustische Wellen in Festkörpern

3.1 Volumenwellen

In der Physik werden grundsätzlich zwei Typen von Wellen unterschieden: Wellen, die an ein Medium gebunden sind, und Wellen im Vakuum. Die letztgenannte Art, zu der u.a. elektromagnetische Wellen gehören, ist im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter von Interesse. Als wellenführendes Medium werden ferner nur feste und keine flüssigen oder gasförmigen Stoffe betrachtet, da die Zielrichtung des Forschungsvorhabens die Überwachung stählerner Strukturen ist. Zudem besitzen Gase und Flüssigkeiten praktisch nicht die Fähigkeit, Schubkräfte zu übertragen, was jedoch die Grundvoraussetzung für die sog. Transversalwellen (Abb. 3-2) und somit auch der zur Schadensdetektion genutzten Plattenwellen ist. Als weitere Einschränkung wird in den nachfolgenden Betrachtungen ein isotropes homogenes Material wie Stahl vorausgesetzt.

Eine mechanische Welle setzt sich aus Schwingungen der einzelnen Stoffteilchen zusammen. Stark vereinfacht beschrieben ist ein elastischer Körper aus einzelnen diskreten Masseteilchen aufgebaut, die wiederum untereinander durch elastische Federn gekoppelt sind (siehe Abb. 3-1 und Abb. 3-2). Dieser grundlegende Ansatz liegt auch der FE-Methode zugrunde (siehe Kapitel 6). In dem (in den Abbildungen räumlich zu verstehenden) Masse-Feder-Modell kann jede Einzelmasse eine elastische Schwingung ausführen. Die Wellenausbreitung entsteht aus diesen Einzelschwingungen durch den Kraftübertrag über die Federn von einer Masse zur nächsten in Wellenausbreitungsrichtung. Federsteifigkeit sowie Massenträgheit bestimmen hierbei die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Bewegung bzw. der Welle im elastischen Körper. Jeder Massepunkt schwingt dabei in festen Stoffen um seine fixe Ruheposition. Im Unterschied zu flüssigen und gasförmigen Stoffen sind die Teilchen an ihre Ruhelage gebunden und nicht frei beweglich. Aus diesem Grund ist das dargestellte Masse-Feder-Modell weder auf Gase noch auf (nicht visko-elastische) Flüssigkeiten übertragbar.

Zum Verständnis der Volumenwellen ist anzumerken, dass es sich bei den folgenden Abbildungen 3-1 und 3-2 nur um Ausschnitte eines sehr weit ausgedehnten Körpers

handelt. Die derart dargestellten Wellen können in dieser Form nur weit entfernt von Grenzflächen existieren, da die Wellenausbreitung durch Reflexionen an räumlichen Begrenzungen verändert wird. Infolge Interaktion der Volumenwellen mit den Grenzflächen entstehen geführte Wellen, siehe hierzu Kap. 3.2.

Grundsätzlich existieren in einem elastischen sowie schubsteifen Stoff als elementare Wellen nur Volumenwellen, die in zwei unterschiedliche Arten unterteilt werden:

- a) **Longitudinalwellen**, die auch als Druck- oder Längswellen bezeichnet werden, weisen eine Teilchenauslenkung parallel zur Ausbreitungsrichtung der Welle auf (siehe Abb. 3-1). Aufgrund der schwankenden Teilchendichte ist ebenfalls die Bezeichnung Dichtewelle geläufig.

Longitudinalwellen können sich auch in gasförmigen und flüssigen Stoffen ausbreiten.

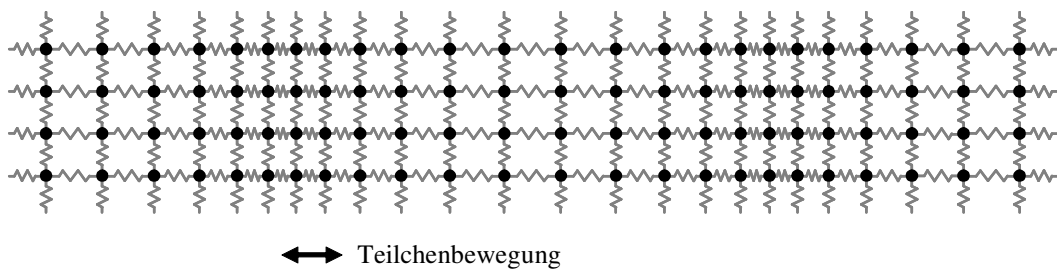


Abb. 3-1: Longitudinalwelle

- b) **Transversalwellen**, auch als Scher- oder Schubwellen bezeichnet, weisen eine Auslenkung bzw. Schwingung senkrecht zur Wellenausbreitungsrichtung auf (siehe Abb. 3-2).

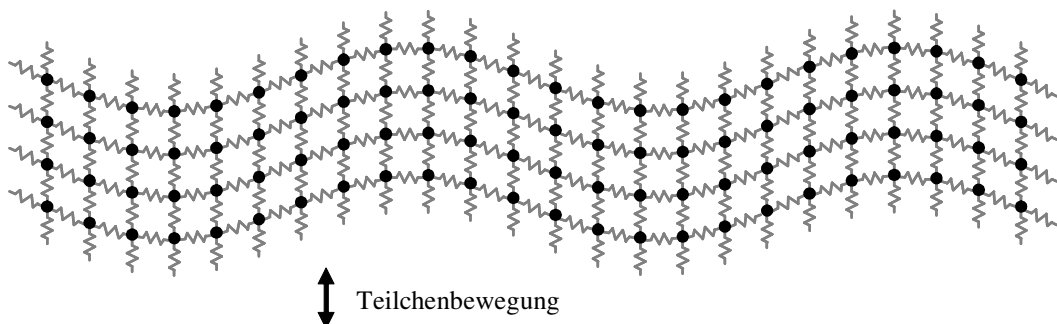


Abb. 3-2: Transversalwelle

Bei den Transversalwellen ist zu beachten, dass diese als weitere Eigenschaft im Gegensatz zu den Longitudinalwellen eine Polarisationsrichtung aufweisen. Üblicherweise betrachtet man die beiden orthogonal zueinander stehenden und von der Betrachtungsebene abhängigen horizontal bzw. vertikal polarisierten Transversalwellen. Bezeichnet man anschaulich die x-y-Ebene als horizontale Ebene, so ist in Abb. 3-3a eine horizontal polarisierte Transversalwelle (TH-Welle) und in Abb. 3-3b eine vertikal polarisierte Transversalwelle (TV-Welle) dargestellt.

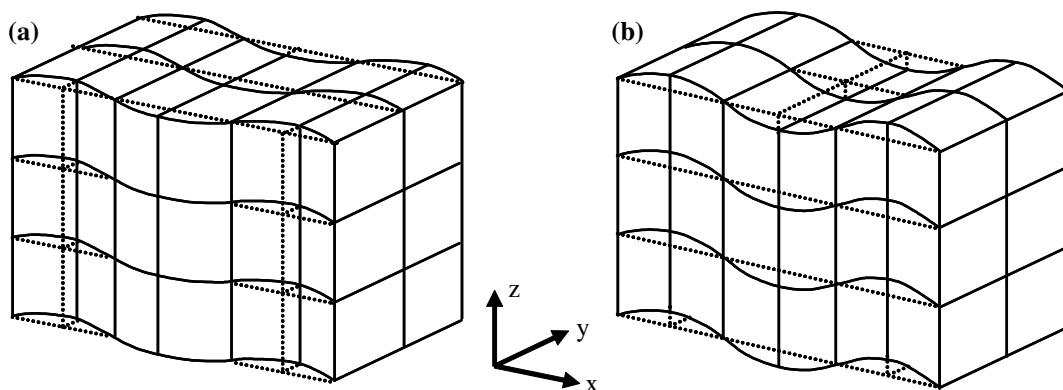


Abb. 3-3: horizontal (in x-y-Ebene) und vertikal (in x-z-Ebene) polarisierte Transversalwelle

Das Modell des unendlich ausgedehnten Körpers ohne Grenzflächen ist rein theoretischer Natur, in der Praxis bewirken Grenzflächen eine unvermeidbare Störung der Wellenausbreitung. Folgende Punkte müssen beim Auftreffen der Volumenwellen auf diese Flächen betrachtet werden:

- glatte oder raue Grenzfläche
- angrenzendes Medium (z.B. Luft, Wasser, Öl)
- Orientierung der Grenzfläche, senkrecht oder schräg zur Wellenausbreitungsrichtung

Die Rauigkeit einer Grenzfläche ist in Relation zur Wellenlänge der eintreffenden Welle zu setzen. In den im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Versuchen und Simulationen lagen die Wellenlängen der genutzten Wellentypen ausnahmslos im Zentimeterbereich. Die hiermit zu vergleichenden Oberflächenrauigkeiten der verwendeten Stahlbleche sind hingegen viele Größenordnungen kleiner. Im Folgenden wird deshalb von glatten Oberflächen ausgegangen.

Beim Auftreffen der Welle auf das an den wellenführenden Körper angrenzende Medium beeinflusst dieses wesentlich das Verhalten der weiteren Wellenausbreitung. Weist der angrenzende Stoff, z.B. Wasser, eine nennenswerte Dichte auf, so kann sich die Welle (anteilig) auch in diesem neuen Medium ausbreiten. Die Wellenenergie teilt sich in diesem

Fall in einen reflektierten und in einen transmittierten Anteil auf. Hingegen kann bei angrenzendem Vakuum aufgrund fehlender Stoffteilchen keinerlei Energie abgegeben werden, die Grenzflächen des Festkörpers reflektieren die Wellenenergie deshalb vollständig. Für den praktisch relevanten und auch für alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche zutreffenden Fall angrenzender Luft wird aufgrund des erheblichen Dichteunterschieds zwischen Stahl und Luft ebenfalls die Wellenenergie nahezu vollständig reflektiert.

Die Berechnung des Reflexionsfaktors R und des Durchlässigkeitsfaktors D einer Volumenwelle an der Grenzfläche zwischen zwei unterschiedlichen Medien ist z.B. in [KRAU1986] angegeben. Für den Fall wellenführenden Stahlblechs und angrenzenden Wassers ergibt sich bei rechtwinkligem Einfall einer Longitudinalwelle eine Reflexion von 93,8% des Schalldrucks. Für den Fall „Stahl/Luft“ werden hingegen 99,998% Reflexion erreicht. Die zugrunde liegenden Gleichungen sind in Kap. 3.1.1 angegeben. In Kap. 4.2.4 wird die Problematik an den Versuchskörper angrenzender Flüssigkeiten und damit verbundener Energieabgabe, speziell bezogen auf die Ausbreitung von Lamb-Wellen, eingehend behandelt.

Die Zusammenhänge zwischen Wellenreflexion und –transmission werden komplexer im Fall schräg zur Wellenausbreitungsrichtung orientierter Grenzflächen. Aus dem Bereich der allgemeinen Optik bekannt ist die Brechung (Refraktion) des Lichts z.B. an Wasseroberflächen, d.h. Einfallswinkel und Ausfallswinkel sind bei unterschiedlichen Stoffdichten (Luft und Wasser) nicht mehr identisch. Analog hierzu wird im Fall der akustischen Volumenwellen bei schrägem Welleneinfall auf eine Grenzfläche der transmittierte Wellenanteil ebenfalls gebrochen (in Abhängigkeit des Einfallswinkels und der Wellengeschwindigkeiten). Die Welle ändert somit beim Austritt aus dem Stahlblech z.B. in die angrenzende Flüssigkeit ihre Richtung. Für die vorliegende Dissertation ist dieses Phänomen allerdings von untergeordneter Bedeutung.

Vielmehr ist der sog. Modenwandel der reflektierten Volumenwellenanteile elementare Grundlage der Lamb-Wellen und somit dieser Arbeit. Unter Modenwandel ist bei Schallwellen in Festkörpern die Umwandlung von Longitudinalwellen in Transversalwellen (und umgekehrt) beim Auftreffen auf einen Reflektor zu verstehen. Dieser Modenwandel ist ähnlich wie die Refraktion von mehreren Faktoren (Einfallswinkel, Wellengeschwindigkeiten c_T und c_L beider Stoffe an der Grenzfläche) abhängig und es muss dabei nach einfallender Longitudinal- oder einfallender Transversalwelle unterschieden werden. Des Weiteren ist zu beachten, dass der Winkel der einfallenden Welle nur im Fall gleichen Wellenmodes dem der ausfallenden entspricht, anderenfalls findet beim Modenwandel gleichzeitig auch eine Refraktion aufgrund der unterschiedlichen Wellengeschwindigkeiten der beiden Volumenwellen statt. Umfangreiche Berechnungsformeln hierzu sind in [KRAU1986, SCHO1950] angegeben, siehe auch in Auszügen im Anhang B dieser Arbeit.

Abb. 3-4 und Abb. 3-5 zeigen für den jeweils einfallenden Wellenmode den Modenwandel sowie die Wellenbrechung des jeweils anderen Modes in Abhängigkeit des Einfallswinkels. Sie gelten für freie Grenzflächen eines Stahlkörpers. Dargestellt ist der auf den Schalldruck (siehe 3.1.1) der einfallenden Welle bezogene Schalldruck der ausfallenden Wellen. Dieser Wert wird als Reflexionsfaktor bezeichnet (siehe Gleichung 3.9).

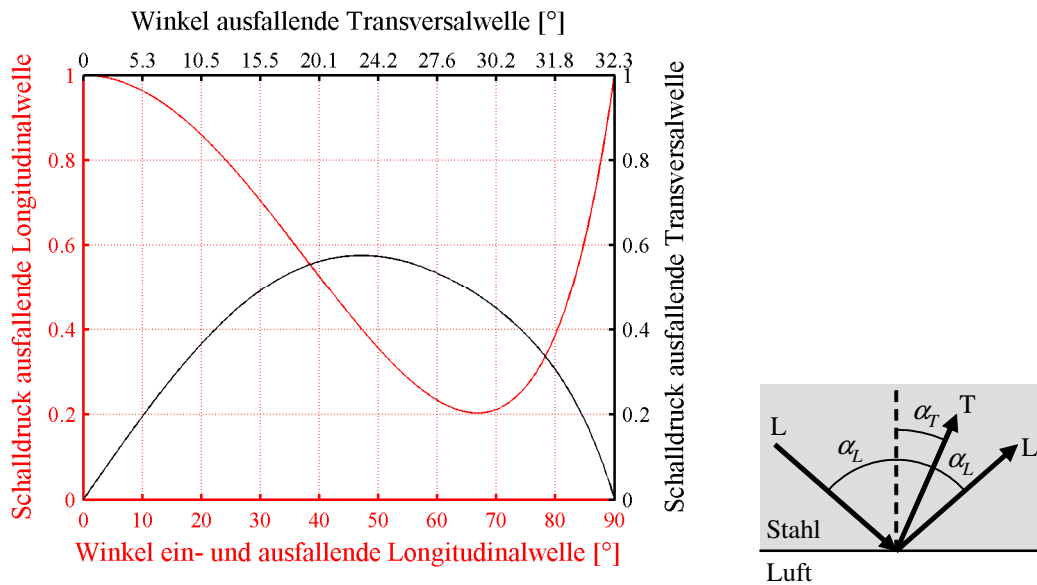


Abb. 3-4: Modenwandel und Refraktion bei einfallender Longitudinalwelle

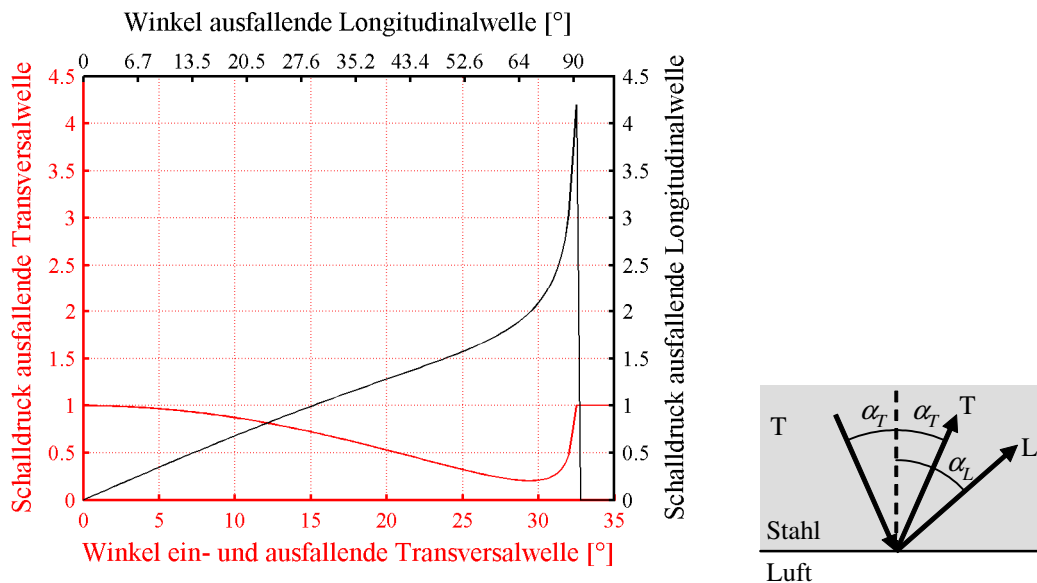


Abb. 3-5: Modenwandel und Refraktion bei einfallender Transversalwelle

Aus Abb. 3-4 ist ersichtlich, dass z.B. bei einem Einfallswinkel α_L der Longitudinalwelle von 30° der Schalldruck der ausfallenden Longitudinalwelle 70,4% des Drucks der einfallenden Welle beträgt (bei gleichem Ausfallswinkel $\alpha_L = 30^\circ$). Gleichzeitig entsteht infolge Modenwandels eine unter dem Winkel von $\alpha_T = 15,5^\circ$ ausfallende Transversalwelle mit 49,2% des Schalldrucks der ursprünglichen Welle.

Analog erfolgt die Interpretation der Abb. 3-5 für den Fall einer einfallenden Transversalwelle. Die Besonderheit in diesem Fall ist, dass ab einem Einfallswinkel $\alpha_T = 32,3^\circ$ eine Totalreflexion der Transversalwelle stattfindet und keine Longitudinalwellen mehr entstehen. Dass der Schalldruck der ausfallenden Longitudinalwelle den mehr als vierfachen Wert der einfallenden Transversalwelle annehmen kann, widerspricht den Energieprinzipien der Physik nicht, sondern ist dadurch zu erklären, dass in energetischer Hinsicht die Schallintensitäten J und nicht die Schalldrücke p betrachtet werden und somit die Teilchenauslenkung des jeweiligen Wellenmodes eine wesentliche Rolle einnimmt; mehr hierzu im folgenden Kapitel 3.1.1.

3.1.1 Wellengeschwindigkeiten und weitere Grundgleichungen

Die Schallgeschwindigkeiten der Longitudinalwelle c_L und der Transversalwelle c_T lassen sich aus den drei Kennwerten Elastizitätsmodul E , Dichte ρ sowie Querkontraktionszahl (Poisson-Konstante) ν berechnen.

$$c_L = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1-\nu}{(1+\nu) \cdot (1-2\nu)}} \quad (3.1)$$

$$c_T = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1}{2 \cdot (1+\nu)}} = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (\text{Schubmodul } G) \quad (3.2)$$

Aus den Gleichungen 3.1 und 3.2 ist ersichtlich, dass ein höherer Elastizitätsmodul (bei gleicher Dichte und Poisson-Zahl) zu einer höheren Wellengeschwindigkeit führt. Den entgegengesetzten Effekt hat eine größere Dichte, d.h. die Wellen werden langsamer. Diese Zusammenhänge sind anschaulich plausibel: im Bereich der Strukturdynamik sind die Auswirkungen der Veränderung der Masse oder Steifigkeit auf dynamische Kenngrößen wie die Eigenfrequenz vergleichbar.

Für den im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendeten Werkstoff Stahl sowie für Aluminium, das als ebenfalls isotroper Werkstoff in vielen Veröffentlichungen Verwendung findet, ergeben sich die Wellengeschwindigkeiten entsprechend Tab. 3-1.

	E [N/m ²]	ρ [kg/m ³]	ν [-]	c_L [m/s]	c_T [m/s]
Stahl	$2,1 \cdot 10^{11}$	7850	0,30	6001,0	3207,7
Aluminium	$7,0 \cdot 10^{10}$	2700	0,33	6197,8	3122,0

Tab. 3-1: Longitudinal- und Transversalgeschwindigkeiten Stahl und Aluminium

Mit den beiden Gleichungen 3.1 und 3.2 lässt sich folgende Gleichung 3.3 formulieren.

$$c_T = c_L \cdot \sqrt{\frac{1-2\nu}{2 \cdot (1-\nu)}} \quad (3.3)$$

Für alle festen Stoffe nimmt die Querkontraktionszahl ν Werte zwischen 0 und 0,5 an. Somit beträgt entsprechend Gleichung 3.3 die Geschwindigkeit der Transversalwelle zwischen 0% und 70,7% der Longitudinalwellengeschwindigkeit, sie ist also immer kleiner. Für Stahl mit $\nu = 0,3$ folgt $c_T = 0,53 \cdot c_L$.

In Abhängigkeit der jeweiligen Wellengeschwindigkeit c sowie der Frequenz f lässt sich die Wellenlänge λ mit Gleichung 3.4 berechnen.

Die Ermittlung der Teilchenauslenkung u in Abhängigkeit des Ortes x sowie des Zeitpunkts t erfolgt für die ebene Welle in ganz allgemeiner Form mit Gleichung 3.5. Hierin ist ω die Kreisfrequenz nach Gleichung 3.6 und k die Kreiswellenzahl nach Gleichung 3.7.

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (3.4)$$

$$u = A \cdot \cos(\omega t - kx) \quad (3.5)$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi \cdot f \quad (3.6)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} \quad (3.7)$$

Teilchenauslenkung u und Schalldruck p sind entsprechend Gleichung 3.8 miteinander verknüpft. Hierbei ist die Schallkennimpedanz Z das Produkt aus Dichte ρ und Wellengeschwindigkeit c , somit ein Materialkennwert.

$$p = \rho \cdot c \cdot \omega \cdot u = Z \cdot \omega \cdot u \quad (3.8)$$

Reflexionsfaktor R und Durchlässigkeitsfaktor D einer Volumenwelle beschreiben das Verhältnis des reflektierten Schalldrucks p_r bzw. des durchgehenden Schalldrucks p_d zum Schalldruck p_e der einfallenden Welle, siehe Gl. 3.9 in allgemeiner Form.

Für den Sonderfall senkrecht auf eine Grenzfläche treffende Volumenwellen und einem Energieübertrag in das angrenzende Medium mit nennenswerter Dichte können diese Faktoren mit Gleichung 3.10 [KRAU1986] ermittelt werden.

$$R = \frac{p_r}{p_e} \quad ; \quad D = \frac{p_d}{p_e} \quad (3.9)$$

$$R = \frac{Z_{\text{angrenzend}} - Z_{\text{wellenführend}}}{Z_{\text{angrenzend}} + Z_{\text{wellenführend}}} \quad ; \quad D = \frac{2 \cdot Z_{\text{angrenzend}}}{Z_{\text{angrenzend}} + Z_{\text{wellenführend}}} \quad (3.10)$$

Mit $Z = 47,1 \cdot 10^6 \text{ Ns/m}^3$ für Stahl, $Z = 1,5 \cdot 10^6 \text{ Ns/m}^3$ für Wasser und $Z = 413,5 \text{ Ns/m}^3$ für Luft bei $+20^\circ\text{C}$ (siehe [WIKI2008]) ergeben sich die in Kap. 3.1 angegebenen Reflexionsfaktoren von 93,8% und 99,998% (für die Longitudinalwelle).

Die zum schrägen Volumenwelleneinfall auf eine Grenzfläche (Abb. 3-4 und Abb. 3-5) und dem damit verbundenen Modenwandel sowie der Brechung gehörigen Gleichungen sind im Anhang B angegeben.

Für energetische Betrachtungen ist die Schalleistungsdichte bzw. -intensität J der wesentliche Kennwert. Diese berechnet sich nach Gl. 3.11.

$$J = \frac{1}{2} \cdot \frac{p^2}{Z} = \frac{1}{2} \cdot Z \cdot \omega^2 \cdot u^2 \quad (3.11)$$

3.2 Geführte Wellen

Die in diesem Abschnitt betrachteten und im Vergleich zu den Volumenwellen komplexeren sog. geführten Wellen entstehen aus den elementaren Longitudinal- und Transversalwellen durch die bei realen Festkörpern unvermeidbare Reflexion und Refraktion an den Begrenzungsflächen zu den umgebenden Medien. Beispiele für geführte Wellen in Festkörpern sind die Rayleigh-Wellen (Oberflächenwellen), Love-Wellen (Schichtenwellen) oder die für diese Arbeit wesentlichen Lamb-Wellen (Plattenwellen).

Differenziert wird bei den geführten Wellen nach einseitiger Begrenzung (Oberflächenwellen) oder beidseitiger Begrenzung (Schichten- und vor allem Plattenwellen) des wellenführenden Mediums. Wesentlich ist hierbei die Feststellung, dass es sich bei allen geführten Wellen nur scheinbar um neue Wellenarten handelt.

In den folgenden Abschnitten werden nur die geführten Wellenarten näher betrachtet, die direkt oder indirekt mit der vorliegenden Arbeit in Verbindung stehen (hier vor allem die Lamb-Wellen, siehe auch detailliert in Kapitel 4) oder häufig Anwendung im Bereich des NDT/SHM finden. Für weitergehende Informationen zu geführten Wellen sei bereits an dieser Stelle auf die entsprechend Fachliteratur verwiesen [VIKT1967, ACHE1975, GRAF1991, ROYE2000].

3.2.1 Rayleigh-Wellen

Rayleigh-Wellen [VIKT1967] wurden nach Lord Rayleigh benannt, der 1885 die Existenz dieser Wellen mathematisch voraussagte, noch bevor sie tatsächlich beobachtet wurden. Die Rayleigh-Welle ist eine Oberflächenwelle im einseitig begrenzten Kontinuum. Beispielsweise handelt es sich bei sich an der Erdoberfläche ausbreitenden Wellen infolge eines Erdbebens um diese Wellenart. Die Verformungen infolge der Rayleigh-Welle sind an der Oberfläche am größten und klingen rasch mit zunehmender Tiefe ab. In einer Rayleigh-Welle führen die Teilchen der Oberfläche eine elliptische Schwingung aus. Hierbei haben die horizontale und vertikale Verformungskomponente einen Phasenversatz von $\pi/2$. Abb. 3-6 skizziert die Verformungen infolge der Rayleigh-Welle.

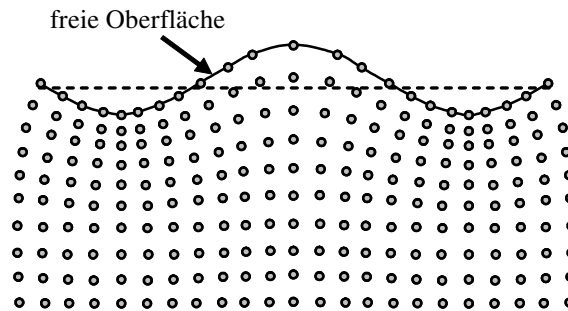


Abb. 3-6: Verformung infolge Rayleigh-Welle

Die Geschwindigkeit der Rayleigh-Welle kann mit der Näherungsformel nach Bergmann [BERG1954] berechnet werden, siehe Gl. 3.12. Für die möglichen Querdehnzahlen zwischen 0 und 0,5 beträgt die Phasengeschwindigkeit c_R der Rayleigh-Welle somit zwischen 87% und 95% der Phasengeschwindigkeit c_T der Transversalwelle. Für Stahl mit $\nu = 0,3$ gilt $c_R = 0,928 \cdot c_T$.

$$c_R = \frac{0,87 + 1,12\nu}{1 + \nu} \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1}{2 \cdot (1 + \nu)}} = \frac{0,87 + 1,12\nu}{1 + \nu} \cdot c_T \quad (3.12)$$

Wie aus Gl. 3.12 ersichtlich ist, hat die Frequenz keinerlei Einfluss auf die Wellengeschwindigkeit. Rayleigh-Wellen sind somit (im Gegensatz zu Lamb-Wellen) dispersionsfrei, siehe hierzu Kap. 4.3.

3.2.2 Lamb-Wellen

Lamb-Wellen sind in der vorliegenden Dissertation die elementare physikalische Basis der entwickelten Verfahren zur Schadensdetektion in Stahlbauteilen. Deshalb beschäftigt sich Kapitel 4 detailliert mit allen zum Verständnis dieser Arbeit erforderlichen theoretischen Grundlagen der Lamb-Wellen. Außer der mathematischen Herleitung der Rayleigh-Lamb-Gleichung [VIKT1967] werden dort ferner die Eigenarten der dispersiven Wellenausbreitung eingehend beschrieben. Dieser Abschnitt dient lediglich einem kurzen Überblick über diesen Wellentyp.

Lamb-Wellen wurden erstmals im Jahr 1917 mathematisch korrekt von Horace Lamb beschrieben [LAMB1917]. Sie treten in beidseitig begrenzten Strukturen auf und gehören deshalb zur Gruppe der Plattenwellen. In Abhängigkeit der Frequenz treten unterschied-

lich viele sog. Wellenmoden auf. Es existieren jedoch immer mindestens zwei Moden: der fundamentale S_0 - und der fundamentale A_0 -Mode. Die Bezeichnungen A (ntimetrisch) und S (ymmetrisch) beziehen sich hierbei auf die Symmetrie bezüglich der Plattenmittelebene. Abb. 3-7 zeigt exemplarisch für ein Stahlblech der Dicke 8 mm und eine Wellenfrequenz von 35 kHz die Verformungsfiguren der A_0 - und S_0 -Welle (Darstellung in Dickenrichtung ist nicht maßstäblich).

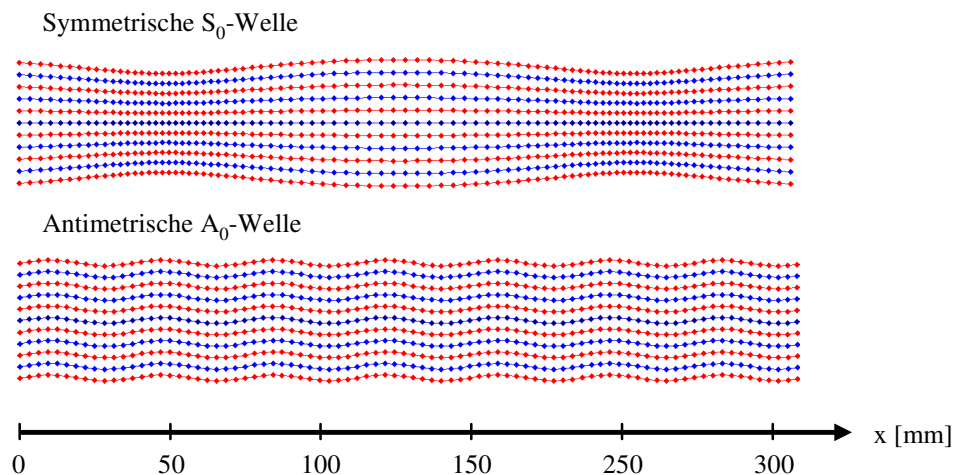


Abb. 3-7: A_0 - und S_0 -Welle, 8 mm Stahlblech bei 35 kHz

Hierbei stellt (anders als bei den Volumenwellen oder der reinen Rayleigh-Welle) das dispersive Wellenausbreitungsverhalten eine grundlegende Eigenschaft dar. Unter Dispersion wird die Frequenzabhängigkeit der Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten verstanden, eine genauere Erläuterung dieses Phänomens erfolgt in Kap. 4.3.

Wenn die Plattendicke wesentlich größer als die Wellenlänge ist, wird die Lamb-Welle anschaulich zur Überlagerung von zwei Rayleigh-Oberflächenwellen, einer an der Plattenober- und einer an der Plattenunterseite. Insbesondere in diesem Fall spricht man auch von Lamb-Rayleigh-Wellen.

Wie alle geführten Wellen entstehen Lamb-Wellen ebenfalls aus der Refraktion und Modenkonversion der Volumenwellen an Begrenzungsflächen. Longitudinalwellen und vertikal polarisierte Transversalwellen (TV) können sich anders als horizontal polarisierte Transversalwellen (TH) nicht ungestört in einer ebenen, beidseitig begrenzten Struktur ausbreiten, denn diese Wellen sind an den beiden Begrenzungsflächen gekoppelt. Anschaulich lässt sich die Entstehung von Lamb-Wellen wie folgt beschreiben: Beim Auftreffen einer schräg zur Oberfläche durch das Blech laufenden Longitudinalwelle auf eine Grenzfläche findet durch die Brechung an der Fläche ein teilweiser Modenwandel statt (siehe Abb. 3-4 und Abb. 3-5 in Kap. 3.1), so dass die eintreffende Longitudinalwelle sowohl reflektierte Longitudinalwellen als auch konvertierte Transversalwellen (vertikal

polarisiert) erzeugt, siehe Abb. 3-8. Für eintreffende Transversalwellen (TV) gelten diese Aussagen analog. Nur unter bestimmten Bedingungen können hierbei stabile Plattenwellenmoden entstehen, die in der Lage sind, sich in der flächigen Struktur auszubreiten, die sog. Lamb-Wellen-Moden (siehe Kapitel 4).

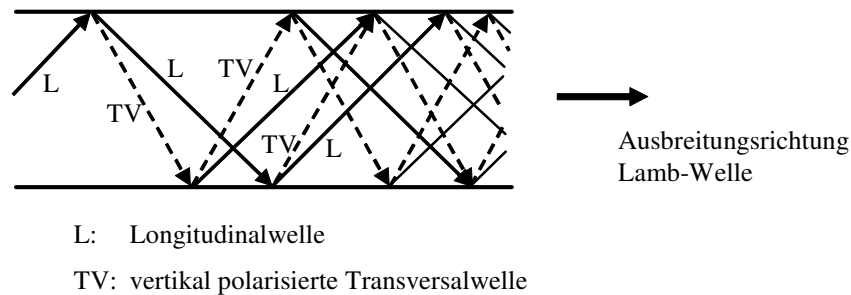


Abb. 3-8: Entstehung der Lamb-Wellen aus Volumenwellen [ROYE2000]

Im Bereich des SHM und NDT ist die Nutzung von Lamb-Wellen sehr weit verbreitet. Es gibt international eine große Anzahl von Forschern bzw. Forschergruppen, die sich mit dieser Thematik beschäftigen. Beispielhaft seien hier die Namen P. Cawley, P. Wilcox, V. Giurgiutiu, D. E. Adams, J. E. Michaels sowie F. K. Chang genannt.

3.2.3 Horizontal polarisierte Transversalwellen

Horizontal polarisierte Transversalwellen (TH) sind keine geführten Wellen im eigentlichen Sinne, deshalb stellt dieser Abschnitt einen Sonderfall dar. TH-Wellen können sich in einer ebenen Schicht bzw. Platte relativ unbeeinflusst ausbreiten, da ihre Polarisations Ebene parallel zu den Begrenzungsflächen ist (siehe Abb. 3-9) und dadurch die TH-Wellen ungestört von Reflexionen oder Brechungen an diesen Begrenzungsflächen bleiben. Für vertikal polarisierte Transversalwellen (TV) gilt diese Aussage nicht, sie interagieren mit diesen Grenzflächen und führen so z.B. erst zur Entstehung der Lamb-Wellen, siehe Kap. 3.2.2.

Einige Arbeiten im Bereich des SHM bzw. NDT nutzen diese TH-Wellen zur Schadensdetektion bzw. Bauteilüberwachung [z.B. WILC2000, SALZ2003]. TH-Wellen sind nach [SCHU2007] vor allem dann besonders gut zur Schadenserkenkung geeignet und den Lamb-Wellen vorzuziehen, wenn angrenzende Flüssigkeiten die Reichweite der A_0 - und S_0 -Lamb-Wellen einschränken.

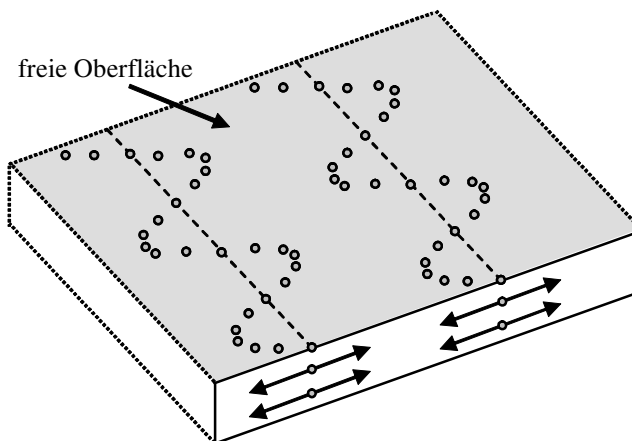


Abb. 3-9: Teilchenauslenkung TH-Welle

3.2.4 Geführte Wellen in Stäben und Rohren

Außer den bereits genannten geführten Wellentypen, die ebene oder nur gering gekrümmte Begrenzungsflächen voraussetzen, existieren geführte Wellen beispielsweise auch in Rohren und Stäben. Diese Wellen werden ebenfalls im Bereich des SHM/NDT vielfach und erfolgreich z.B. zur Schadensdetektion in Pipelines (vor allem der petrochemischen Industrie) eingesetzt [DEMM2005, McGR2004, VENK2006, VOGT2006]. Auf die dazugehörigen physikalischen Grundlagen wird hier allerdings nicht weiter eingegangen, sondern auf die entsprechende Fachliteratur verwiesen [z.B. GRAF1991, ROYE2000].

Kapitel 4

Lamb-Wellen / Plattenwellen

4.1 Rayleigh-Lamb-Gleichung

Die allgemeine und anschauliche Beschreibung der Lamb-Wellen, deren Nutzung die Grundlage der Schadensdetektion in der vorliegenden Dissertation ist, erfolgte bereits in Kapitel 3.2.2. Im Folgenden wird die Rayleigh-Lamb-Gleichung theoretisch hergeleitet. Hierbei bilden insbesondere die Teilchenauslenkungen der Platte infolge der Wellenausbreitung einen Schwerpunkt. Grundlage der folgenden Herleitung ist eine Platte mit isotropen Materialeigenschaften, wie sie durch den Werkstoff Stahl gegeben ist. Diese Platte grenzt beidseitig an ein dichteloses Medium, dementsprechend findet ein Energieübertrag der in der Platte vorhandenen Wellenenergie an den Grenzflächen nicht statt.

Zur Herleitung der Rayleigh-Lamb-Gleichung empfiehlt sich die Methode der Skalar- und Vektorfelder. Dieses Vorgehen mit Hilfe der Vektoranalysis wird in der Fachliteratur vielfach gewählt [z.B. VIKT1967, ROYE2000, GRAF1991]. Der nachfolgenden Herleitung liegt dabei das in Abb. 4-1 dargestellte System zugrunde.

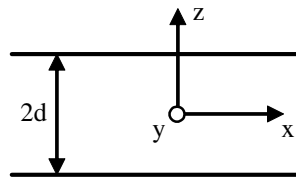


Abb. 4-1: System für die Herleitung der Rayleigh-Lamb-Gleichung

Der Vektor \vec{u} der Teilchenverschiebung in Gleichung 4.1 kann allgemein über das skalare Potential ϕ und das Vektorpotential Ψ ausgedrückt werden. Diese Betrachtung gilt allgemein und unabhängig von möglichen Grenzflächen, also sowohl für den Halbraum, für die beidseitig begrenzte Platte als auch für das unbegrenzte Medium.

$$\vec{u} = \nabla \phi + \nabla \times \psi \quad (4.1)$$

Die Potentiale ϕ und ψ werden auch als Potentiale der Longitudinal- bzw. Scherwellen bezeichnet. Dehnungen, die Volumenänderungen verursachen, werden durch ϕ ausgedrückt, Scherverformungen ohne Einfluss auf das Volumen durch ψ . Diese Potentiale müssen die allgemeinen Wellengleichungen erfüllen (siehe z.B. [ROYE2000]). Für den in Abb. 4-1 dargestellten zweidimensionalen Fall der Wellenausbreitung in $\pm x$ -Richtung mit Begrenzungsflächen normal zur z -Achse können die Wellengleichungen für diesen ebenen Dehnungszustand entsprechend Gleichungen 4.2 und 4.3 vereinfacht werden [VIKT1967]. Hierin sind k_L und k_T die Kreiswellenzahlen der Longitudinal- und der Transversalwelle, siehe Kap. 3.1.1.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + k_L^2 \cdot \phi = 0 \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k_T^2 \cdot \psi = 0 \quad (4.3)$$

Die Einzelanteile der Teilchenauslenkung U (in x -Richtung) und W (in z -Richtung) lassen sich mit Hilfe der Potentiale ϕ und ψ entsprechend den Gleichungen 4.4 und 4.5 ausdrücken [VIKT1967].

$$U = \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \quad (4.4)$$

$$W = \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (4.5)$$

Ebenso lassen sich (mit den Lamé-Konstanten λ und μ entsprechend Gl. 4.6 und 4.7) die Spannungskomponenten σ_{xx} , σ_{zz} und σ_{xz} in Abhängigkeit von ϕ und ψ formulieren.

$$\lambda = \frac{E \cdot \nu}{(1 + \nu) \cdot (1 - 2\nu)} \quad (4.6)$$

$$\mu = \frac{E}{2 \cdot (1 + \nu)} \quad (4.7)$$

$$\sigma_{xx} = \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) + 2\mu \cdot \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \right) \quad (4.8)$$

$$\sigma_{zz} = \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) + 2\mu \cdot \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \right) \quad (4.9)$$

$$\sigma_{xz} = \mu \cdot \left(2 \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) \quad (4.10)$$

Ansatzfunktionen für die beiden Potentiale ϕ und ψ können in allgemeiner Form [GRAF1991] oder bereits in spezieller Form für Lamb-Wellen nach [VIKT1967] mit Gleichungen 4.11 und 4.12 angegeben werden. Hierbei ist k die Kreiswellenzahl der Lamb-Welle, q und s sind entsprechend den Gleichungen 4.13 und 4.14 definiert. A_S , B_A , D_S und C_A sind beliebige Konstanten, deren Indizes „A“ und „S“ vorerst ohne weitere Bedeutung sind, im weiteren Verlauf der Herleitung jedoch der Zuordnung zu den symmetrischen und antisymmetrischen Moden dienen.

$$\phi = (A_S \cdot \cosh(q \cdot z) + B_A \cdot \sinh(q \cdot z)) \cdot e^{i(kx - \omega t)} \quad (4.11)$$

$$\psi = (D_S \cdot \sinh(s \cdot z) + C_A \cdot \cosh(s \cdot z)) \cdot e^{i(kx - \omega t)} \quad (4.12)$$

$$\text{mit } q = \sqrt{k^2 - k_L^2} \quad (4.13)$$

$$s = \sqrt{k^2 - k_T^2} \quad (4.14)$$

Die Ansatzfunktionen Gl. 4.11 und 4.12 erfüllen die Wellengleichungen 4.2 und 4.3. In Anbetracht der kraftschlussfreien Begrenzung der Platte sowohl an ihrer Ober- als auch an ihrer Unterseite wird zusätzlich gefordert, dass an diesen Grenzflächen die Spannungen σ_{zz} und σ_{xz} zu Null werden. Setzt man folglich die Gl. 4.11 und 4.12 in die Gl. 4.8 bis 4.10 ein und berücksichtigt $\sigma_{zz} = \sigma_{xz} = 0$ für $z = \pm d$, so erhält man ein lineares homogenes Gleichungssystem für die Amplitudenwerte A_S , B_A , D_S , C_A , das sich wiederum in zwei Subsysteme zerlegen lässt, siehe Gl. 4.15 und 4.16 sowie Gl. 4.17 und 4.18.

$$A_S \cdot (k^2 + s^2) \cdot \cosh(q \cdot d) + D_S \cdot 2 \cdot i \cdot k \cdot s \cdot \cosh(s \cdot d) = 0 \quad (4.15)$$

$$A_S \cdot 2 \cdot i \cdot k \cdot q \cdot \sinh(q \cdot d) - D_S \cdot (k^2 + s^2) \cdot \sinh(s \cdot d) = 0 \quad (4.16)$$

$$B_A \cdot (k^2 + s^2) \cdot \sinh(q \cdot d) + C_A \cdot 2 \cdot i \cdot k \cdot s \cdot \sinh(s \cdot d) = 0 \quad (4.17)$$

$$B_A \cdot 2 \cdot i \cdot k \cdot q \cdot \cosh(q \cdot d) - C_A \cdot (k^2 + s^2) \cdot \cosh(s \cdot d) = 0 \quad (4.18)$$

Um eine nichttriviale Lösung der beiden Gleichungssysteme zu erhalten, müssen deren Determinanten Null betragen. Diese zu Null gesetzten Determinanten entsprechen genau den als eigentliche Rayleigh-Lamb-Gleichungen bekannten Gleichungen 4.25 und 4.26.

Aus dem ersten Subsystem (Gl. 4.15 und Gl. 4.16) erhält man einen Ausdruck für D_S in Abhängigkeit von A_S und aus dem zweiten Subsystem einen Ausdruck für C_A in Abhängigkeit von B_A . Eingesetzt in die Ansatzfunktionen für die Potentiale ϕ und ψ nach Gl. 4.11 und 4.12 ergibt sich:

$$\phi = A_S \cdot \cosh(q_S \cdot z) \cdot e^{i(k_S x - \omega t)} + B_A \cdot \sinh(q_A \cdot z) \cdot e^{i(k_A x - \omega t)} \quad (4.19)$$

$$\begin{aligned} \psi = & \frac{2 \cdot i \cdot k_S \cdot q_S \cdot \sinh(q_S \cdot d)}{(k_S^2 + s_S^2) \cdot \sinh(s_S \cdot d)} \cdot A_S \cdot \sinh(s_S \cdot z) \cdot e^{i(k_S x - \omega t)} \\ & + \frac{2 \cdot i \cdot k_A \cdot q_A \cdot \cosh(q_A \cdot d)}{(k_A^2 + s_A^2) \cdot \cosh(s_A \cdot d)} \cdot B_A \cdot \cosh(s_A \cdot z) \cdot e^{i(k_A x - \omega t)} \end{aligned} \quad (4.20)$$

Entsprechend Gl. 4.4 und 4.5 berechnen sich über die partiellen Ableitungen der Potentialfunktionen 4.19 und 4.20 die Teilchenauslenkungen U und W . Die hieraus resultierenden Gleichungen lassen sich in Terme mit dem Index „S“ und Index „A“ unterteilen, d.h. $U = U_S + U_A$ und $W = W_S + W_A$. Mit A und B als neue beliebige Konstanten folgt somit:

$$U_S = A \cdot k_S \cdot \left(\frac{\cosh(q_S \cdot z)}{\sinh(q_S \cdot d)} - \frac{2 \cdot q_S \cdot s_S}{k_S^2 + s_S^2} \cdot \frac{\cosh(s_S \cdot z)}{\sinh(s_S \cdot d)} \right) \cdot e^{i(k_S x - \omega t - \frac{\pi}{2})} \quad (4.21)$$

$$W_S = -A \cdot q_S \cdot \left(\frac{\sinh(q_S \cdot z)}{\sinh(q_S \cdot d)} - \frac{2 \cdot k_S^2}{k_S^2 + s_S^2} \cdot \frac{\sinh(s_S \cdot z)}{\sinh(s_S \cdot d)} \right) \cdot e^{i(k_S x - \omega t)} \quad (4.22)$$

$$U_A = B \cdot k_A \cdot \left(\frac{\sinh(q_A \cdot z)}{\cosh(q_A \cdot d)} - \frac{2 \cdot q_A \cdot s_A}{k_A^2 + s_A^2} \cdot \frac{\sinh(s_A \cdot z)}{\cosh(s_A \cdot d)} \right) \cdot e^{i(k_A x - \omega t - \frac{\pi}{2})} \quad (4.23)$$

$$W_A = -B \cdot q_A \cdot \left(\frac{\cosh(q_A \cdot z)}{\cosh(q_A \cdot d)} - \frac{2 \cdot k_A^2}{k_A^2 + s_A^2} \cdot \frac{\cosh(s_A \cdot z)}{\cosh(s_A \cdot d)} \right) \cdot e^{i(k_A x - \omega t)} \quad (4.24)$$

Gleichungen 4.21 bis 4.24 beschreiben zwei Gruppen von Wellen (gekennzeichnet durch die unterschiedlichen Indices „S“ und „A“), die sich unabhängig voneinander ausbreiten können und die die Randbedingungen an den Begrenzungsflächen des Mediums $\sigma_{zz} = \sigma_{xz} = 0$ für $z = \pm d$ sowie die allgemeine Wellengleichung erfüllen.

Der wesentliche Unterschied der Gleichungen 4.21 bis 4.24 besteht in den von der Variablen z (siehe Abb. 4-1) abhängigen hyperbolischen Funktionen. Der Kosinus Hyperbolicus ist eine zu $z = 0$ symmetrische Funktion, der Sinus Hyperbolicus eine zu $z = 0$ antimetrische Funktion. Somit lässt sich anschaulich feststellen, dass die horizontale Verschiebung U_S identisch ober- und unterhalb Blechmittenebene ($z = 0$) und die vertikale Verschiebung W_S gleichgerichtet nach „innen“ bzw. „außen“ ist. Die aus U_S und W_S resultierenden Wel-

len sind also in ihrer Gesamtheit zur Plattenmittenebene symmetrisch, siehe z.B. die S_0 -Welle in Abb. 3-7. Umgekehrt ist die horizontale Verschiebung U_A für $\pm d$ entgegengesetzt orientiert, die vertikale Verschiebung W_A gleichgerichtet nach „oben“ bzw. „unten“. Es handelt sich folglich um antimetrische Wellenmoden wie z.B. die A_0 -Welle in Abb. 3-7.

In der Literatur (z.B. [ACHE1975]) werden die symmetrischen Lamb-Wellen vielfach auch als „*longitudinal modes*“, die antimetrischen Lamb-Wellen als „*flexural modes*“ bezeichnet, da die dominante Komponente der Teilchenauslenkung über die Dicke bei den erstgenannten Wellen vorwiegend die Auslenkung in der Plattenebene ist und bei den zweitgenannten die Auslenkung orthogonal zur Plattenebene, also ähnlich einer Biegewelle.

Mit den Gleichungen 4.21 bis 4.24 können sowohl die symmetrischen als auch die antimetrischen Anteile der Teilchenauslenkung in x - und in z -Richtung berechnet werden. Hierzu ist allerdings die Kenntnis der Kreiswellenzahlen $k_s = \omega / c_S$ und $k_a = \omega / c_A$ (mit der Phasengeschwindigkeit c_A der antimetrischen und der Phasengeschwindigkeit c_S der symmetrischen Wellen) erforderlich. Im Gegensatz zu den konstanten, von der Signalfrequenz unabhängigen Phasengeschwindigkeiten der Longitudinal- und Transversalwellen im unbegrenzten Medium oder auch der Rayleigh-Wellen im elastischen Halbraum weisen Lamb-Wellen ein dispersives Verhalten auf, d.h. ihre Phasengeschwindigkeiten $c_{A,i}$ und $c_{S,i}$ sind frequenzabhängig. Die Beschreibung des Zusammenhangs zwischen Frequenz und Wellenzahl der Lamb-Wellen ist nötig, um die in den vorangegangenen Abschnitten angegebenen Gleichungen der Teilchenauslenkungen (siehe Gl. 4.21 bis 4.24) und der Spannungen (siehe Gl. 4.8 bis 4.10) lösen zu können.

Die Grundlage hierzu bilden, wie an entsprechender Stelle bereits erwähnt, die beiden Determinanten der durch Gleichungen 4.15 bis 4.18 gebildeten Gleichungssysteme. In der Literatur sind unterschiedliche, der jeweiligen Aufgabenstellung angepasste, gleichwertige Formulierungen zu finden. Im Folgenden wird für die Rayleigh-Lamb-Frequenzgleichung die Formulierung entsprechenden Gl. 4.25 und 4.26 gewählt.

$$\text{für symmetrische Moden: } \frac{\tan\left(\sqrt{1-\zeta^2} \cdot \bar{d}\right)}{\tan\left(\sqrt{\frac{c_T^2}{c_L^2} - \zeta^2} \cdot \bar{d}\right)} + \frac{4 \cdot \zeta^2 \cdot \sqrt{1-\zeta^2} \cdot \sqrt{\frac{c_T^2}{c_L^2} - \zeta^2}}{(2 \cdot \zeta^2 - 1)^2} = 0 \quad (4.25)$$

$$\text{für antimetrische Moden: } \frac{\tan\left(\sqrt{1-\zeta^2} \cdot \bar{d}\right)}{\tan\left(\sqrt{\frac{c_T^2}{c_L^2} - \zeta^2} \cdot \bar{d}\right)} + \frac{(2 \cdot \zeta^2 - 1)^2}{4 \cdot \zeta^2 \cdot \sqrt{1-\zeta^2} \cdot \sqrt{\frac{c_T^2}{c_L^2} - \zeta^2}} = 0 \quad (4.26)$$

$$\text{mit } \zeta = \frac{c_T}{c} \quad \text{und} \quad \bar{d} = k_T \cdot d$$

Gleichungen 4.25 und 4.26 führen direkt zu einer Darstellung der auf die Transversalwellengeschwindigkeit bezogenen Lamb-Phasengeschwindigkeiten $1/\zeta$ über den Wert \bar{d} . Dieser Wert \bar{d} ist über k_T direkt proportional zur Frequenz. Man erhält eine Darstellung ähnlich Abb. 4-2.

Obwohl die Rayleigh-Lamb-Gleichungen auf den ersten Blick relativ einfach aussehen, ist deren direkte analytische Lösung nicht möglich [ACHE1975]. Zur Bestimmung der Nullstellen und damit der Lösungen ist ein computergestütztes Vorgehen erforderlich. Grundidee der im Folgenden gewählten Vorgehensweise ist, eine 2D-Matrix für das Zwei-Parameter-Feld „ ζ und \bar{d} “ zu generieren und für jedes Wertepaar den aus der linken Seite der jeweiligen Gleichung 4.25 bzw. 4.26 resultierenden Funktionswert zu bestimmen, siehe Abb. 4-2 links. Die Nulldurchgänge der mehrfach gewölbten Fläche sind die gesuchte Lösung. Zu beachten sind hierbei zwei wesentliche Eigenschaften der Rayleigh-Lamb-Gleichung:

1. Die aus den Gleichungen 4.25 und 4.26 resultierenden Phasengeschwindigkeiten c können sowohl (im einfachsten Fall) eine reelle Lösung als auch eine komplexe oder rein imaginäre Lösung sein. Dieser Eigenschaft der Rayleigh-Lamb-Gleichung ist im Berechnungsalgorithmus Rechnung zu tragen.
2. Für $c = c_L$ und $c = c_T$ weist die Rayleigh-Lamb-Gleichung Polstellen auf, die mit einem Vorzeichenwechsel einhergehen können. Der Vorzeichenwechsel bewirkt, dass diese Polstellen bei der beschriebenen numerischen Auswertung ebenfalls Isolinien mit der Höhe Null produzieren, siehe folgende Abb. 4-2 rechts (beispielhaft für symmetrische Moden).

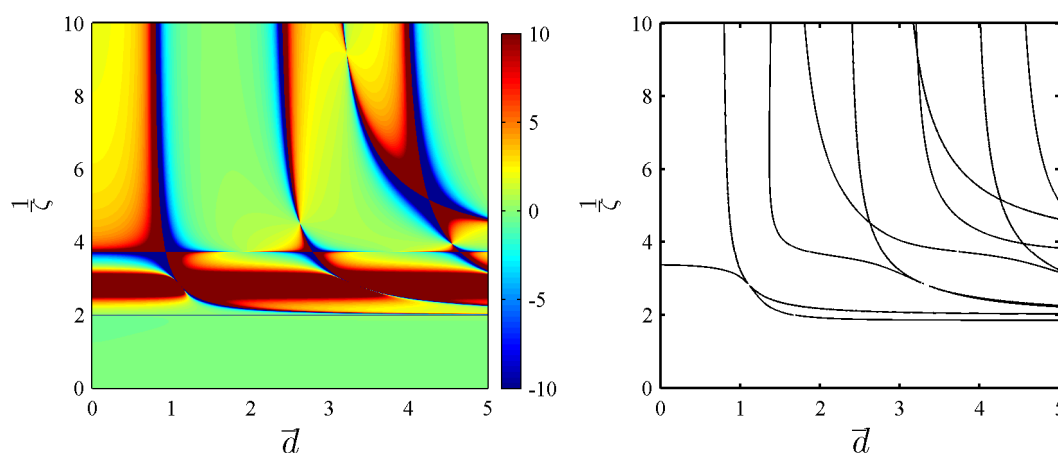


Abb. 4-2: Lösung der Rayleigh-Lamb-Gleichung symmetrische Moden (nach Gleichung 4.25)

In der farbigen Isoflächendarstellung sind die Polstellen an den Grenzlinien rot/blau leicht zu erkennen, in der rechten Isoliniendarstellung (Höhe Null) sind diese Polstellen ebenfalls enthalten. Zusätzlich sind dort auch die gesuchten echten Nullstellen der Gleichung als Linien enthalten. Diese können nicht ohne weiteres dem linken Teil der Abb. 4-2 entnommen werden.

Unter Berücksichtigung der beiden oben genannten Aspekte lassen sich die Phasengeschwindigkeiten der symmetrischen und antimetrischen Lamb-Wellen entweder entsprechend den Gleichungen 4.25 und 4.26 als bezogene Werte dimensionslos bestimmen oder (wie in Abb. 4-3 und Abb. 4-4 gewählt) materialspezifisch als absolute Phasengeschwindigkeiten über das Produkt aus Blechdicke und Frequenz angeben.

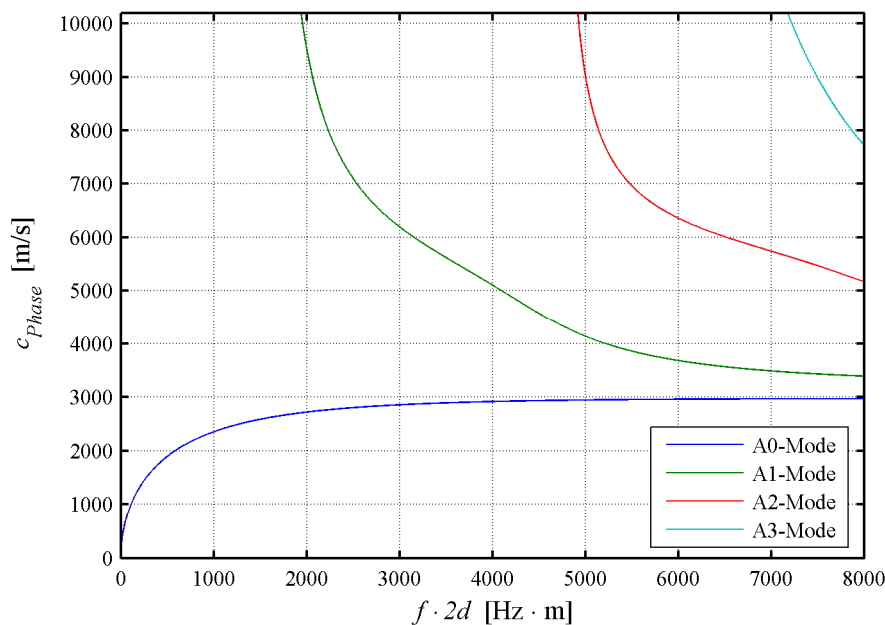


Abb. 4-3: Phasengeschwindigkeiten antimetrischer Lamb-Moden (für Stahl)

Den beiden Darstellungen Abb. 4-3 und Abb. 4-4 ist zu entnehmen, dass bei relativ kleinen Frequenzen lediglich ein fundamentaler symmetrischer und ein fundamentaler antimetrischer Mode existieren. Die Gleichungen 4.25 und 4.26 weisen in diesem Frequenzbereich dementsprechend nur jeweils eine Nullstelle auf. In einer Platte können jedoch bei einer höheren Frequenz f mehrere symmetrische und antimetrische Moden entsprechend der Nullstellenanzahl in der Rayleigh-Lamb-Gleichung vorhanden sein. Es treten somit zusätzlich zu den als fundamentale 0-Moden bezeichneten Lamb-Wellen weitere höhere Moden auf. Anzumerken ist hierbei [ROYE2000], dass sich die Verläufe der Phasengeschwindigkeiten der Moden eines Typs (symmetrisch oder antimetrisch) niemals kreuzen, bei Moden unterschiedlichen Typs ist dies allerdings möglich.

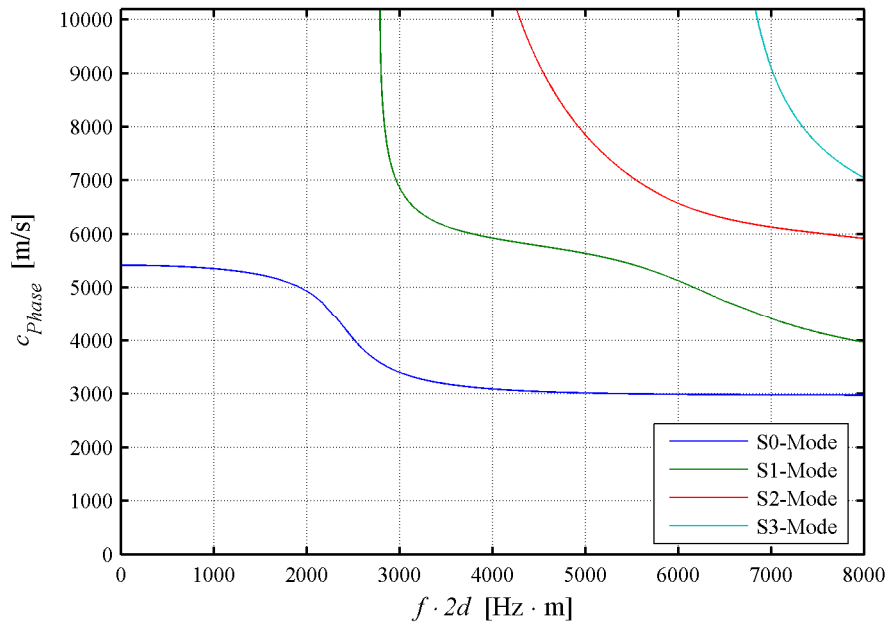


Abb. 4-4: Phasengeschwindigkeiten symmetrischer Lamb-Moden (für Stahl)

Die Werte des Produkts $f \cdot 2d$, bei denen weitere Nullstellen der Rayleigh-Lamb-Gleichung und somit weitere Moden auftreten, werden nach [VIKT1967] als sog. „kritische“ Frequenzen bzw. Dicken bezeichnet. Diese kritischen Frequenzen lassen sich in Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeiten der transversalen und longitudinalen Volumenwellen mit Gl. 4.27 bis 4.30 ermitteln.

$$\text{symmetrische Lamb-Moden: } f_{\text{krit,Symm},1} = \frac{i \cdot c_L}{4 \cdot d} \quad \text{mit } i = 1, 3, 5, 7, \dots \quad (4.27)$$

$$\text{und } f_{\text{krit,Symm},2} = \frac{i \cdot c_T}{2 \cdot d} \quad \text{mit } i = 1, 2, 3, 4, \dots \quad (4.28)$$

$$\text{antimetrische Lamb-Moden: } f_{\text{krit,Antim},1} = \frac{i \cdot c_T}{4 \cdot d} \quad \text{mit } i = 1, 3, 5, 7, \dots \quad (4.29)$$

$$\text{und } f_{\text{krit,Antim},2} = \frac{i \cdot c_L}{2 \cdot d} \quad \text{mit } i = 1, 2, 3, 4, \dots \quad (4.30)$$

Für $f \cdot 2d \rightarrow \infty$ streben die Phasengeschwindigkeiten der Lamb-Wellen asymptotisch einem Grenzwert entgegen. Für die Lamb-Moden A_n und S_n mit $n \geq 1$ ist dies die Transversalgeschwindigkeit c_T , für die beiden fundamentalen Moden A_0 und S_0 ist dies die Phasengeschwindigkeit der Rayleigh-Welle (siehe Kap. 3.2.1), die geringfügig kleiner als die Transversalgeschwindigkeit des jeweiligen Materials ist.

Anschaulich betrachtet gehen die beiden fundamentalen 0-Moden der Lamb-Wellen bei sehr großen Werten der auf die Wellenlänge bezogenen Plattendicke näherungsweise in zwei, an der jeweiligen Plattenbegrenzungsfläche laufende Rayleigh-Wellen über, deren Verformungsamplituden zur Plattenmitte hin abnehmen.

Bei der Betrachtung des anderen Extremwerts des Produkts $f \cdot 2d$ (also $f \cdot 2d \rightarrow 0$) sind nur der fundamentale S_0 - und A_0 -Mode zu berücksichtigen. Unter der Voraussetzung einer konstanten Dicke strebt die Phasengeschwindigkeit des antimetrischen Modes bei abnehmender Frequenz gegen Null, wohingegen die Phasengeschwindigkeit des symmetrischen Modes für $f \rightarrow 0$ gegen einen Grenzwert > 0 strebt. Dieser Grenzwert wird nach [ROYE2000] als Plattengeschwindigkeit c_P bezeichnet, siehe Gl. 4.31.

$$c_P = 2 \cdot c_T \cdot \sqrt{1 - \frac{c_T^2}{c_L^2}} \quad (4.31)$$

Hierbei ist ebenfalls eine anschauliche Deutung möglich: Bei abnehmender Frequenz nimmt das Verhältnis der Wellenlänge zur Plattendicke zu, die Plattendicke wird viel kleiner als die Wellenlänge. Im Fall der symmetrischen Lamb-Welle nähert man sich der Dehnwelle einer dünnen Platte im ebenen Spannungszustand an. Weitere Informationen sowie dazugehörige Herleitungen siehe z.B. [GRAF1991].

4.2 Teilchenauslenkung infolge Lamb-Wellen-Ausbreitung

Um die Komponenten der Teilchenauslenkung bei einer vorgegebenen Frequenz für den jeweiligen Lamb-Wellen-Mode nach den Gleichungen 4.21 bis 4.24 berechnen zu können, ist die Kenntnis der Abhängigkeit der Kreiswellenzahlen k_A bzw. k_S von der Kreisfrequenz ω erforderlich. Durch die Lösung der Rayleigh-Lamb-Gleichungen (Gl. 4.25 und 4.26) wurde im vorangegangenen Abschnitt der Verlauf der Phasengeschwindigkeiten über das Produkt aus Frequenz und Plattendicke ermittelt, siehe Abb. 4-3 oder Abb. 4-4. Diese Darstellungsart kann in eine Abbildung der Frequenz f bzw. Kreisfrequenz ω über die Kreiswellenzahl k_A bzw. k_S entsprechend Abb. 4-5 überführt werden.

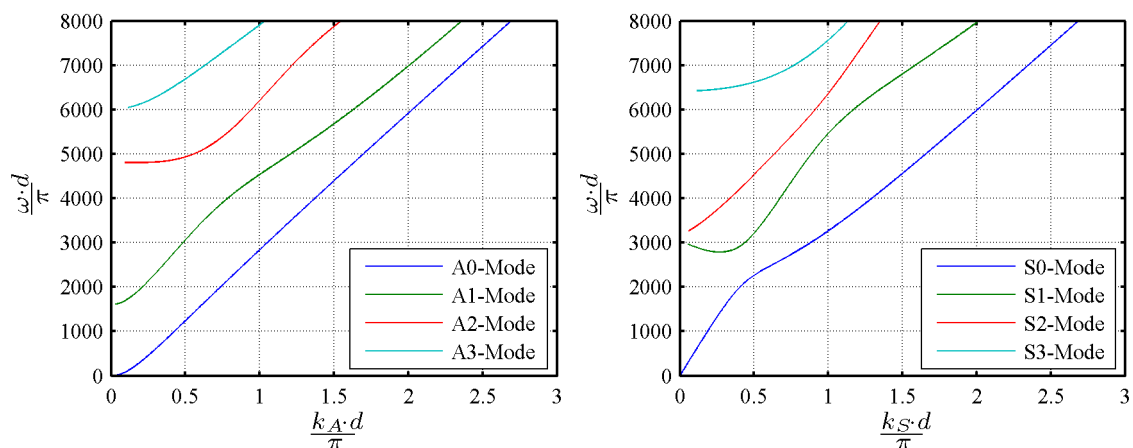


Abb. 4-5: Darstellung der Frequenz über der Kreiswellenzahl

Hiermit können die Verformungskomponenten der Teilchenauslenkungen für den betrachteten Lamb-Mode bei jeder Frequenz berechnet werden. Die Abbildungen in den nachfolgenden Abschnitten 4.2.1 und 4.2.2 beziehen sich auf den Werkstoff Stahl und eine Blechdicke von 10 mm.

4.2.1 S_0 -Wellen

Abb. 4-6 stellt Schnitte durch das infolge der S_0 -Lamb-Wellen verformte Blech bei den Wellenfrequenzen 40, 80 und 120 kHz dar. Diese Frequenzen wurden in den im Rahmen der vorliegenden Dissertation durchgeführten Versuchen häufig angeregt. Gestrichelt ist jeweils der unverformte Zustand dargestellt.

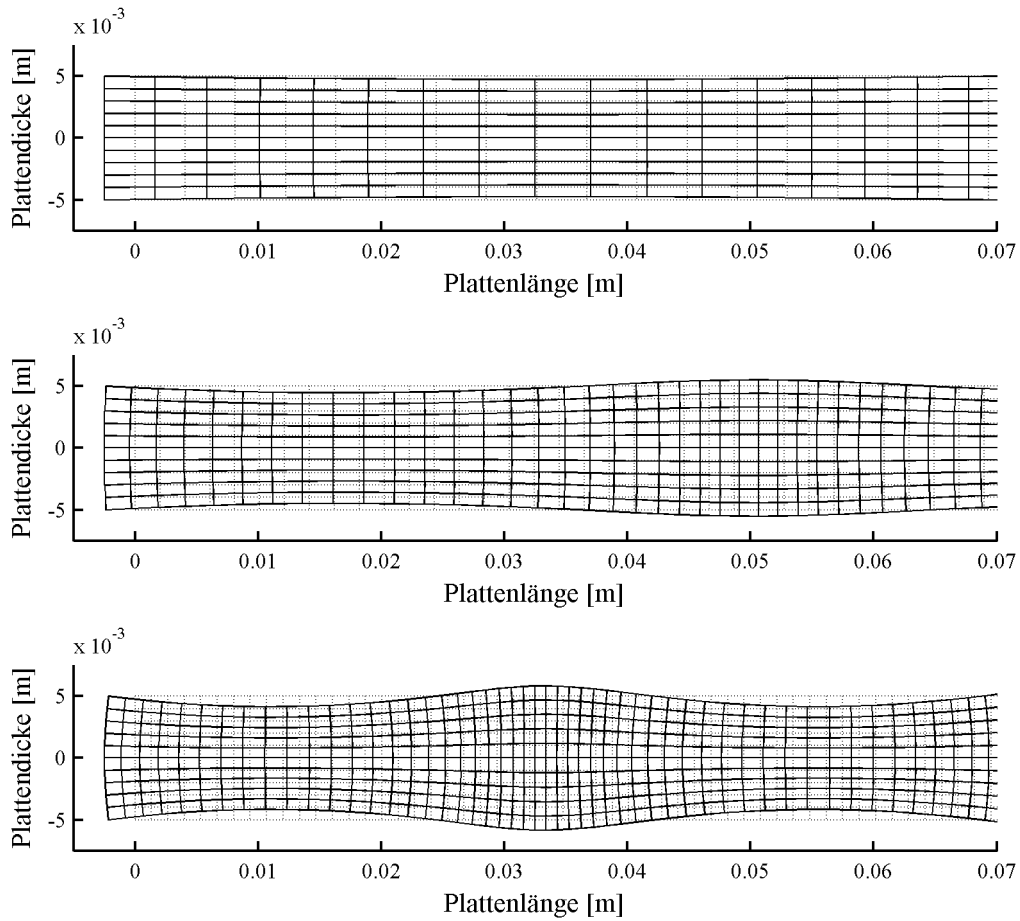


Abb. 4-6: Schnitt durch die Platte, S_0 -Welle bei 40, 80 und 120 kHz

Weitere Möglichkeiten zur Visualisierung der Teilchenauslenkungen der S_0 -Welle zeigen die Abb. 4-7 und Abb. 4-8 exemplarisch für 40 und 120 kHz. Die maximalen horizontalen und vertikalen Teilchenauslenkungen U und W (normiert auf deren Maximalwert) über die Blechdicke sind in Abb. 4-7 dargestellt. Hierbei ist zu beachten, dass zwischen horizontaler und vertikaler Maximalauslenkung ein Phasenversatz von $\pi/2$ besteht. Dieser Phasenversatz wird deutlich in Abb. 4-8, in der die elliptische Spur eines Oberflächenpunkts innerhalb einer Periode dargestellt ist.

In den Abbildungen ist klar zu erkennen, dass (im betrachteten Frequenzbereich) mit zunehmender Frequenz die Vertikalkomponente der Verschiebung relativ zur Horizontal-komponente anwächst.

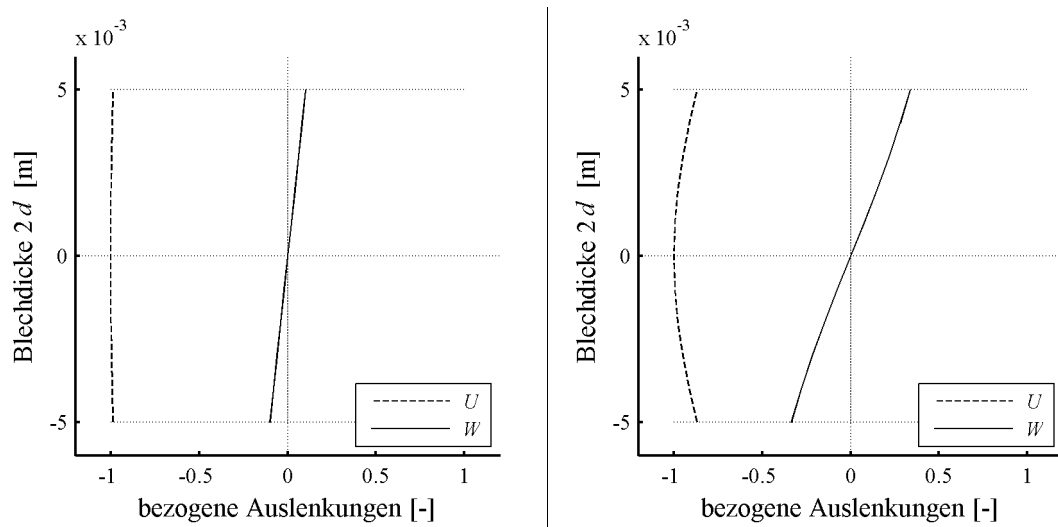


Abb. 4-7: horizontale und vertikale Verformungskomponenten, S_0 -Welle bei 40 und 120 kHz

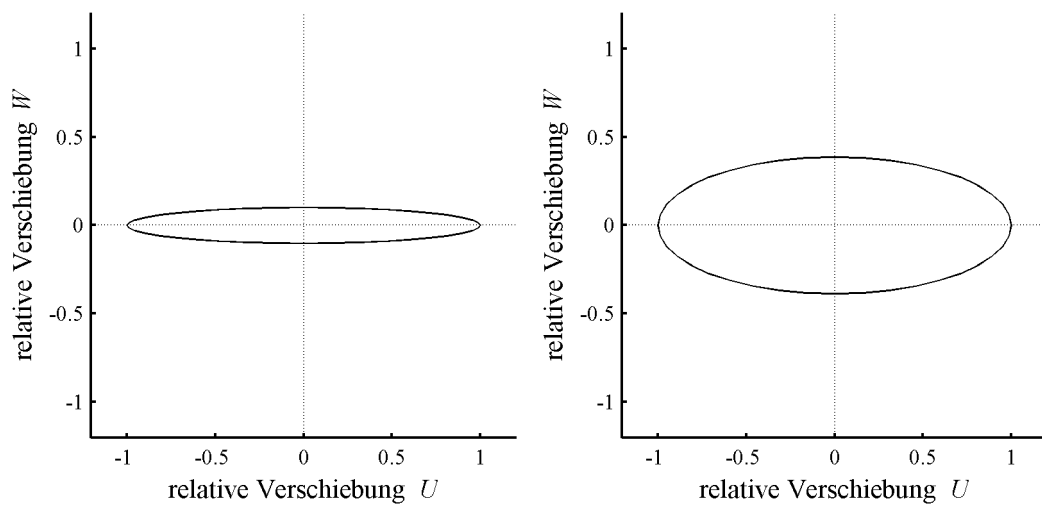


Abb. 4-8: Spur eines Oberflächenpunkts, S_0 -Welle bei 40 und 120 kHz

4.2.2 A_0 -Wellen

Analog zur S_0 -Welle in Kap. 4.2.1 werden die Darstellungsvarianten der Teilchenauslenkung für den fundamentalen antisymmetrischen Lamb-Wellen-Mode A_0 in Abb. 4-9 bis Abb. 4-11 dargestellt.

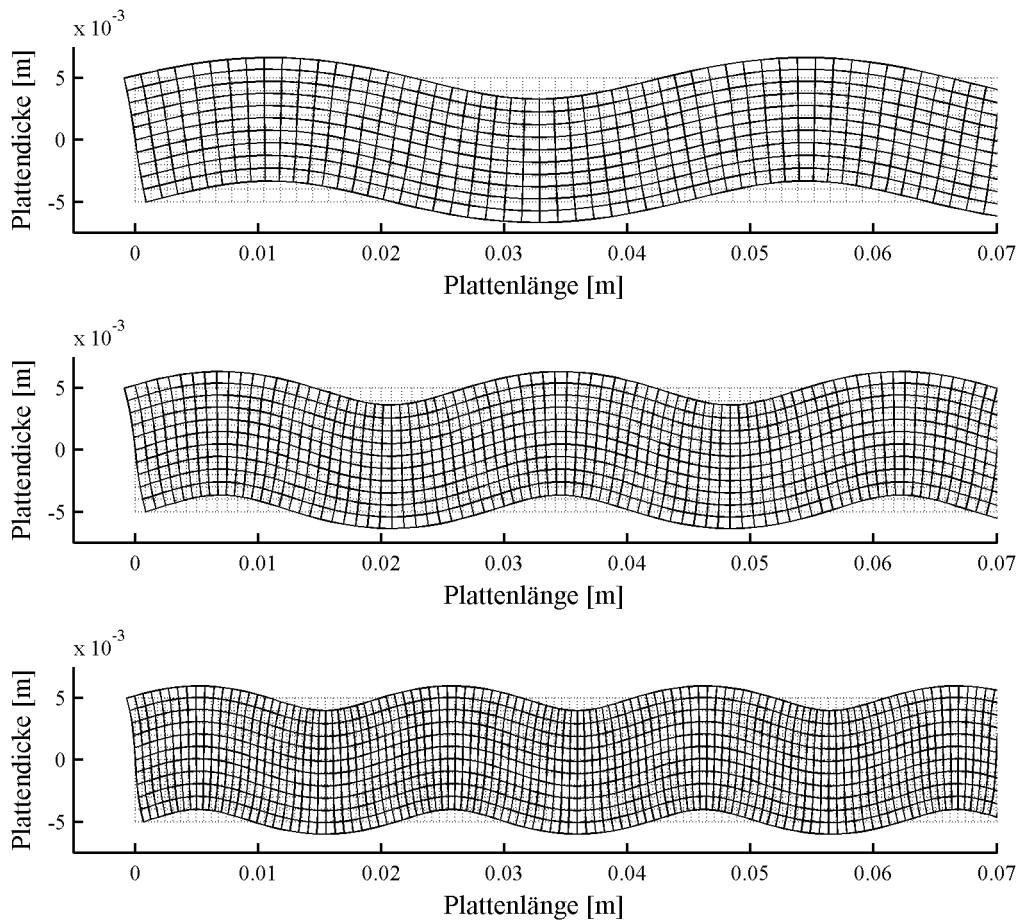


Abb. 4-9: Schnitt durch die Platte, A_0 -Welle bei 40, 80 und 120 kHz

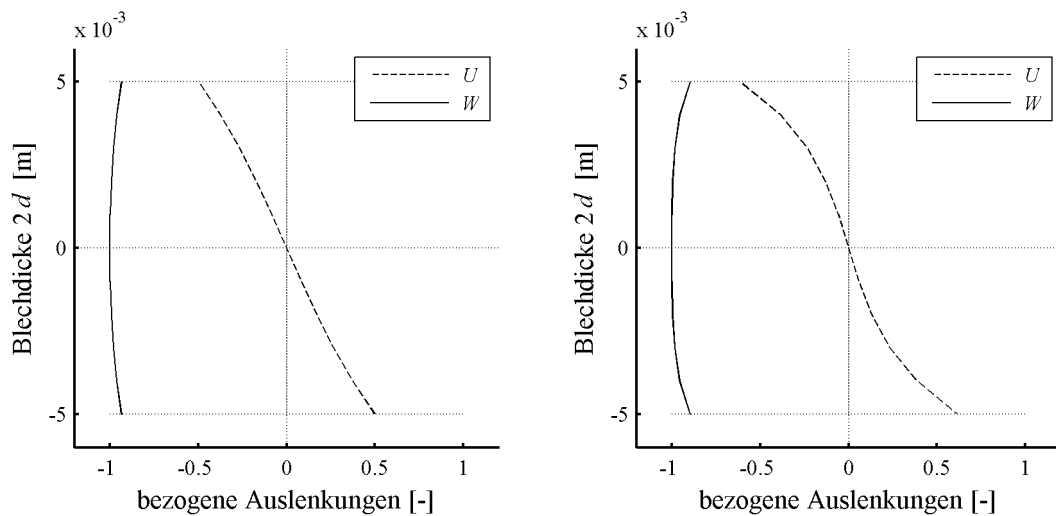


Abb. 4-10: horizontale und vertikale Verformungskomponenten, A_0 -Welle bei 40 und 120 kHz

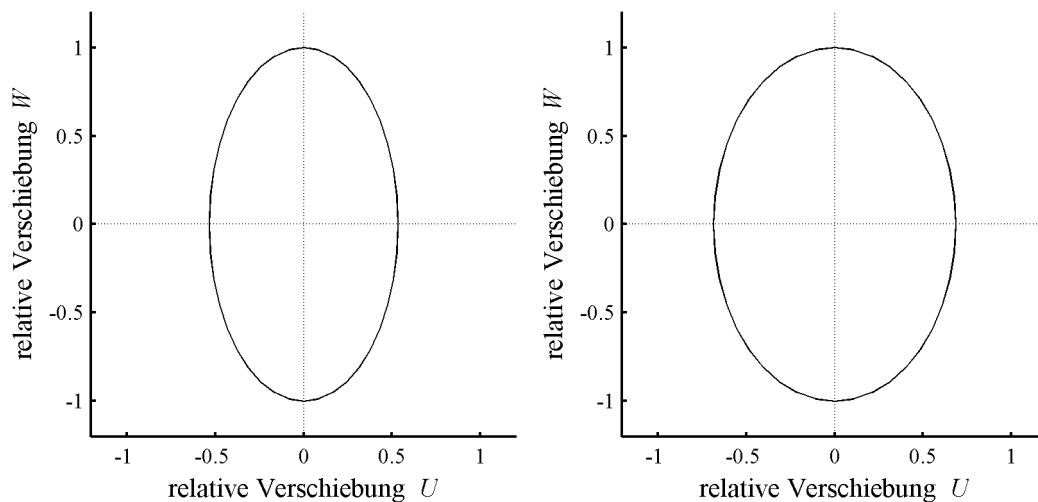


Abb. 4-11: Spur eines Oberflächenpunkts, A_0 -Welle bei 40 und 120 kHz

4.2.3 Höhere Lamb-Wellen-Moden

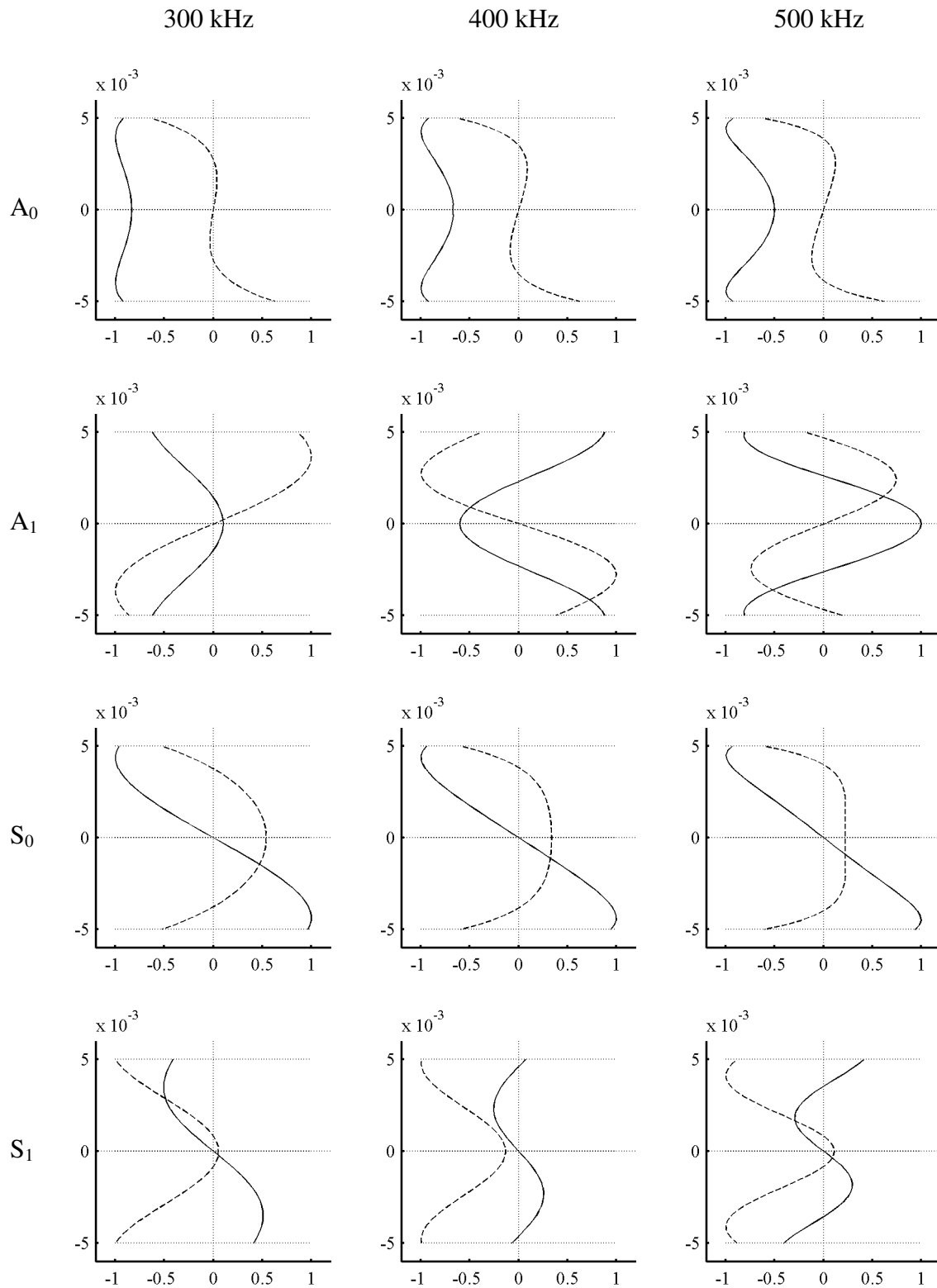
Im relativ niedrigen Frequenzbereich existieren lediglich die beiden fundamentalen Moden S_0 und A_0 . Höhere Moden treten erst bei Überschreitung der sog. kritischen Frequenzen auf, die mit den Gleichungen 4.27 bis 4.30 ermittelt werden können. Für ein Stahlblech der Dicke 10 mm, welches auch Grundlage in den vorangegangenen Abschnitten dieses Kapitels war, betragen die Minimalfrequenzen der ersten höheren Lamb-Moden:

$$A_1\text{-Mode: } f_{krit,A1} \approx 160 \text{ kHz}$$

$$S_1\text{-Mode: } f_{krit,S1} \approx 300 \text{ kHz}$$

Im Rahmen der durchgeführten Versuche (siehe z.B. Kapitel 10) wurden diese kritischen Frequenzen für die „1“-Moden im Regelfall nicht überschritten. Mit der vorhandenen messtechnischen Ausrüstung waren diese Signalfrequenzen nicht mehr ausreichend präzise generierbar, die Betrachtung der höheren Moden ist im Rahmen dieser Arbeit also rein theoretischer Natur.

Entsprechend der Darstellungsweise in Abb. 4-7 und Abb. 4-10 werden die Verformungen der vier ersten Wellen-Moden A_0 , A_1 , S_0 und S_1 exemplarisch für die Frequenzen 300, 400 und 500 kHz in der nachfolgenden Abb. 4-12 gegenübergestellt. Die Darstellung der Verformungsfiguren ähnlich denen in Abb. 4-6 und Abb. 4-9 enthält Anhang C.



gestrichelte Linien: Horizontalverschiebung U , durchgezogene Linien: Vertikalverschiebung W

Abb. 4-12: A_0 , A_1 , S_0 und S_1 Mode für 300, 400 und 500 kHz (10 mm Stahlplatte)

4.2.4 Flüssigkeitsberührte Plattenoberflächen

Wie in Kapitel 1 einleitend erwähnt, ist die Überwachung oder Inspektion von großen, flüssigkeitsgefüllten Tanks oder Silos ein potentiell Anwendungsbereich des Structural Health Monitorings mit Hilfe geführter Wellen. Der Hauptaspekt bei einseitigem oder beidseitigem und bei Tanks im Regelfall unvermeidbarem Flüssigkeitskontakt der wellenführenden Platte ist die Energieabstrahlung in die Flüssigkeit und damit verbunden die Abschwächung der geführten Wellen in der Platte. Nach [WILC2005] kann Energie aus der Platte in das angrenzende flüssige Medium abgestrahlt werden, wenn die Phasengeschwindigkeit der geführten Wellen größer als die Longitudinalwellengeschwindigkeit in der Flüssigkeit ist. Für Wasser bei 20°C gilt beispielsweise $c_L = 1483$ m/s und für Diesel $c_L = 1250$ m/s [KRAU1986]. Diese relativ niedrigen Geschwindigkeiten liegen im Normalfall (mit Ausnahme der A_0 -Wellen im niedrigen Frequenzbereich) unterhalb der Phasengeschwindigkeiten der Lamb-Wellen. Das Maß der Abschwächung hängt hierbei in erster Linie von der Größe der Vertikalkomponente der Teilchenauslenkung an der Oberfläche ab.

Bei flüssigkeitsberührten Flächen ist somit bei der Wahl der zur Bauwerksüberwachung genutzten Frequenz und dem genutzten Wellenmode diesem Umstand Rechnung zu tragen und, sofern eine große Reichweite der Wellenausbreitung angestrebt wird, eine Welle mit Verformungskomponenten hauptsächlich in der Ebene und nicht aus dieser heraus zu wählen. Beispielsweise ist unter der Randbedingung des Flüssigkeitskontakts bei der S_0 -Welle die Frequenz 40 kHz deutlich besser geeignet als 120 kHz, siehe hierzu Abb. 4-7. Dieser Aspekt ist zusätzlich zu anderen anwendungsabhängigen Einschränkungen wie z.B. der Anregbarkeit einer speziellen Welle bei vorgegebener Aktuatorgröße zu betrachten, siehe hierzu Kap. 5.4.

Der Arbeit [WILC2005] entstammt die Abb. 4-13. Dargestellt sind die frequenzabhängigen Dämpfungskurven (als Verlust in dB pro Meter Wellenlaufstrecke) über die Frequenz (jeweils unter Berücksichtigung der Plattendicke) für die beiden fundamentalen und die beiden ersten höheren Lamb-Wellen-Moden für den Fall einer einseitig mit Wasser beaufschlagten Stahlplatte. Es ist offensichtlich, dass im gesamten betrachteten $f \cdot 2d$ Bereich der A_0 -Mode aufgrund sehr großer vertikaler Teilchenauslenkungen und damit verbunden sehr hoher Dämpfung für diesen Anwendungsfall praktisch ausscheidet. Der S_0 -Mode hingegen ist in Bereichen bis ca. $f \cdot 2d = 1500$ Hz·m infolge der geringen Energieverluste in diesem dickenabhängigen Frequenzband sehr gut für SHM-Zwecke geeignet. Andere Arbeiten zur fluidbedingten Lamb-Wellen-Abschwächung kommen zu ähnlichen Ergebnissen. So wird in [MAZE2006] für stählerne Bodenbleche von Treibstofftanks der Dicken 6 bis 8 mm, die oberseitig mit Diesel und unterseitig mit nassem Sand in Kontakt stehen, bei einer Frequenz von 50 kHz eine ungefähre Abschwächungsrate von 0,5 dB/m für den S_0 -Mode und 1,0 dB/m für den A_0 -Mode ermittelt.

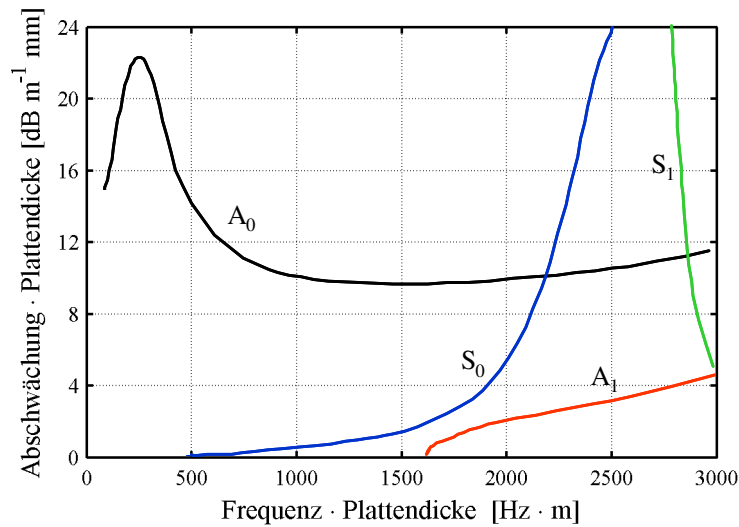


Abb. 4-13: Abschwächung der Lamb-Moden

In Fällen, in denen die Wahl eines Lamb-Moden in einem nur gering durch angrenzende Flüssigkeiten gestörten Frequenzbereich unmöglich ist, kann die Wahl anderer Wellenarten zielführend sein. Eine mögliche Alternative für plattenartige Strukturen ist die horizontal polarisierte Transversalwelle, also ein Wellentyp ohne Vertikalkomponente der Oberflächenverformung (siehe Kap. 3.2.3), wie z.B. in [SCHU2007, WILC2005, CAWL2003] vorgeschlagen. Analog dazu sind in Rohren zur Vermeidung von Verformungskomponenten normal zur Rohrwandung und damit verbundener Signalabschwächung bei berührenden Flüssigkeiten die Torsions-Moden vorzuziehen [CAWL2004B, ALLE2000]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit und der Wellenanregung mit oberflächlich applizierten Einzelpiezos ist jedoch nur die Anregung von symmetrischen und antime-trischen Lamb-Wellen möglich. Die als Alternative genannten TH-Wellen können nicht stimuliert werden.

4.3 Dispersive Wellenausbreitung

Unter Dispersion wird die Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit einer Welle von der Frequenz verstanden, siehe z.B. Abb. 4-3 oder Abb. 4-4. Bei dispersiven Wellen wie den im Rahmen dieser Arbeit genutzten Lamb-Wellen lässt sich somit, anders als bei nicht-dispersiven Wellen mit einer festen Phasengeschwindigkeit wie den Longitudinal-, Transversal- oder der Rayleigh-Wellen, keine eindeutige, lediglich materialabhängige Wellengeschwindigkeit angeben.

Betrachtet man einen prinzipiell dispersiven Wellentyp allerdings bei rein monofrequenter Anregung und unterstellt den theoretischen Fall ungestörter Wellenausbreitung (also einen stationären Zustand), so tritt das Phänomen der Dispersion nicht auf. Die Welle breitet sich mit der eindeutigen, zu dieser speziellen Frequenz gehörenden Phasengeschwindigkeit aus.

Im Zusammenhang mit den im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Versuchen zur Schadensdetektion in Platten kommt dieser stationäre Fall nicht vor. Vielmehr handelt es sich bei den eingesetzten dynamischen Anregungen um zeitlich begrenzte Wellenzüge, die z.B. aus drei mit einem Hanning-Fenster [HESS1983] multiplizierten Sinuswellen bestehen. Diese Signale sind alleine schon aufgrund ihrer zeitlichen Begrenzung multifrequenter. Der Wellenzug kann als Überlagerung mehrerer einzelner harmonischer Partialwellen aufgefasst werden, die alle unterschiedliche Frequenzen und dadurch im Fall der dispersiven Lamb-Welle auch verschiedene Phasengeschwindigkeiten aufweisen.

Die anschauliche Auswirkung eines dispersiven Wellenausbreitungsverhaltens bei Anregung mit einem zeitlich begrenzten Signal ist das stetige Verbreitern des Signals bedingt durch unterschiedliche Geschwindigkeiten der vorderen und hinteren Wellenfront. Da die zeitliche und damit auch die räumliche Auflösung mit wachsender Laufzeit immer schlechter werden, wird die direkte Identifizierung des Wellenzugs im Messsignal schwieriger. Abb. 4-14 zeigt am Beispiel einer FE-Simulation eines Stahlstabs der Länge 4000 mm und Dicke 10 mm die räumliche Aufweitung eines Wellenzugs bestehend aus drei Hanning-gefensterten Sinuswellen 40 kHz mit fortschreitender Zeit und Wellenlaufstrecke. Dargestellt ist die Vertikalkomponente der Verschiebung eines Oberflächenpunkts auf diesem Stahlstab infolge der simultanen Anregung sowohl des S_0 - als auch des A_0 -Modes am Ort des Aktuators. Klar zu erkennen ist die in diesem Frequenzbereich schnellere S_0 -Welle, bei der das Wellenpaket praktisch nicht zerläuft. Die S_0 -Welle ist bei dieser Signalthauptfrequenz von 40 kHz quasi nicht-dispersiv. Deutlich wird dieses auch durch den annähernd horizontalen Verlauf der Phasengeschwindigkeit der S_0 -Welle im Bereich von 40 kHz in Abb. 4-16. Im Gegensatz zur S_0 -Welle ist die A_0 -Welle bei 40 kHz stark dispersiv, das ausgeprägte Zerlaufen der Form des Wellenpakets ist durch den

Vergleich der beiden Doppelpfeile A und B klar erkennbar. Die Ursache hierfür ist, dass der Verlauf der Phasengeschwindigkeit der A_0 -Welle in diesem Frequenzbereich (siehe Abb. 4-15) eine starke Neigung aufweist, die Phasengeschwindigkeit der A_0 -Welle variiert somit stark in diesem Frequenzbereich.

Ebenso bestätigen sich in Abb. 4-14 die Aussagen der Abb. 4-8 und 4-11. Die S_0 -Welle wird in Abb. 4-14 relativ zur A_0 -Welle schwach dargestellt, da sie bei 40 kHz entsprechend Abb. 4-8 auch nur eine sehr geringe Vertikalkomponente der Teilchenauslenkung aufweist.

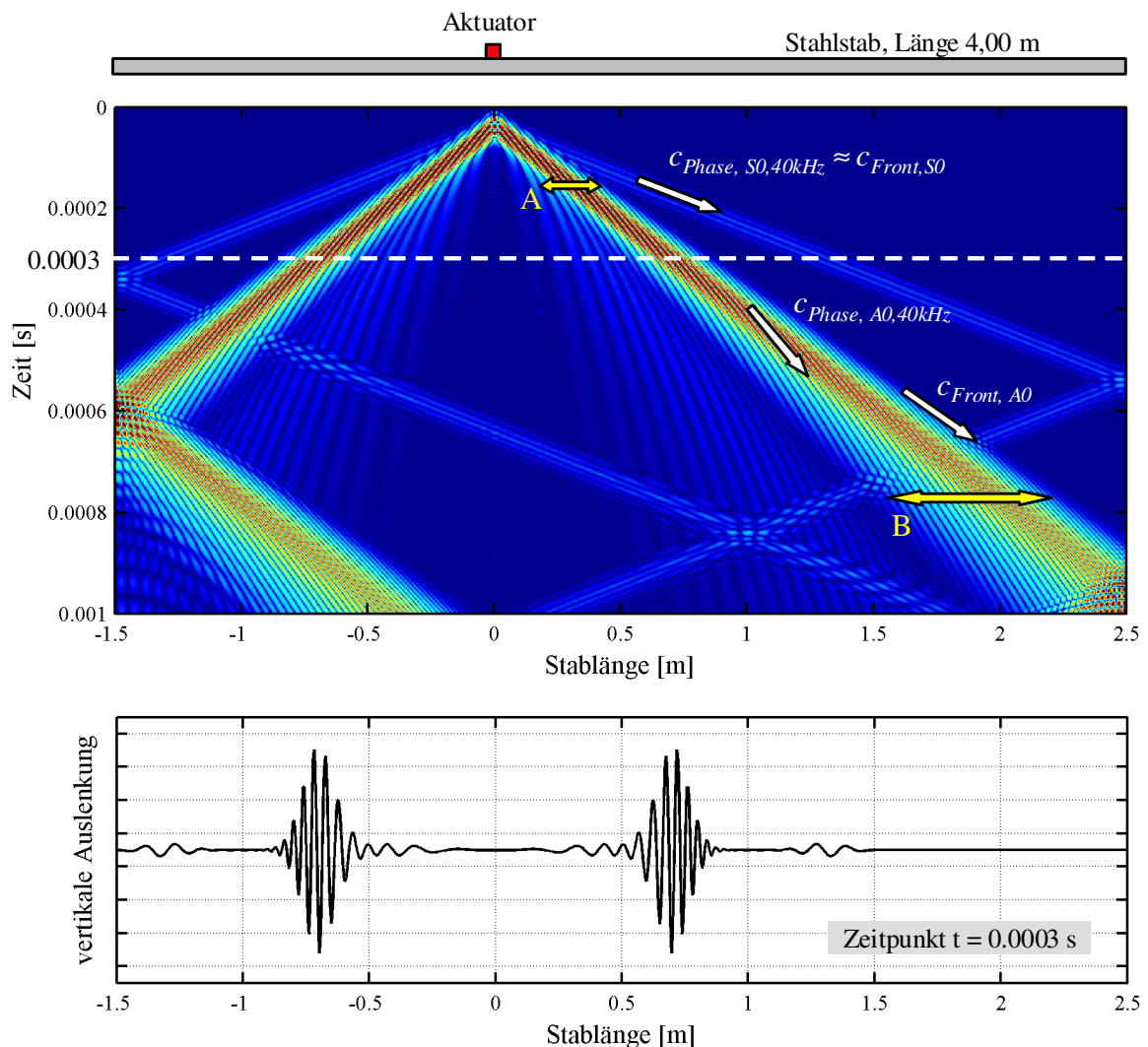


Abb. 4-14: dispersive Wellenausbreitung am Beispiel eines Stahlstabs 4,00 m

Die Beschreibung eines dispersiven Wellenmodes erfolgt sowohl über seine Phasengeschwindigkeit (d.h. die Geschwindigkeit, mit der sich ein Wellenberg fortbewegt) als auch über seine Gruppengeschwindigkeit. Entsprechend Gl. 4.32 ist die Gruppengeschwindigkeit als Änderung der Kreisfrequenz ω bezogen auf die Änderung der Wellenzahl k

definiert. Als Gruppengeschwindigkeit wird bei einem Wellenzug anschaulich auch die Geschwindigkeit bezeichnet, mit der sich die Hüllkurve des Wellenpakets fortbewegt.

$$c_{Gruppe} = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (4.32)$$

Abb. 4-15 und Abb. 4-16 stellen für ein Stahlblech der Dicke 10 mm die Gruppengeschwindigkeiten der A_0 , S_0 , A_1 und S_1 -Welle in Abhängigkeit der Frequenz dar. Zusätzlich sind zur Veranschaulichung die bereits bekannten Phasengeschwindigkeiten der jeweiligen Moden gestrichelt eingezeichnet.

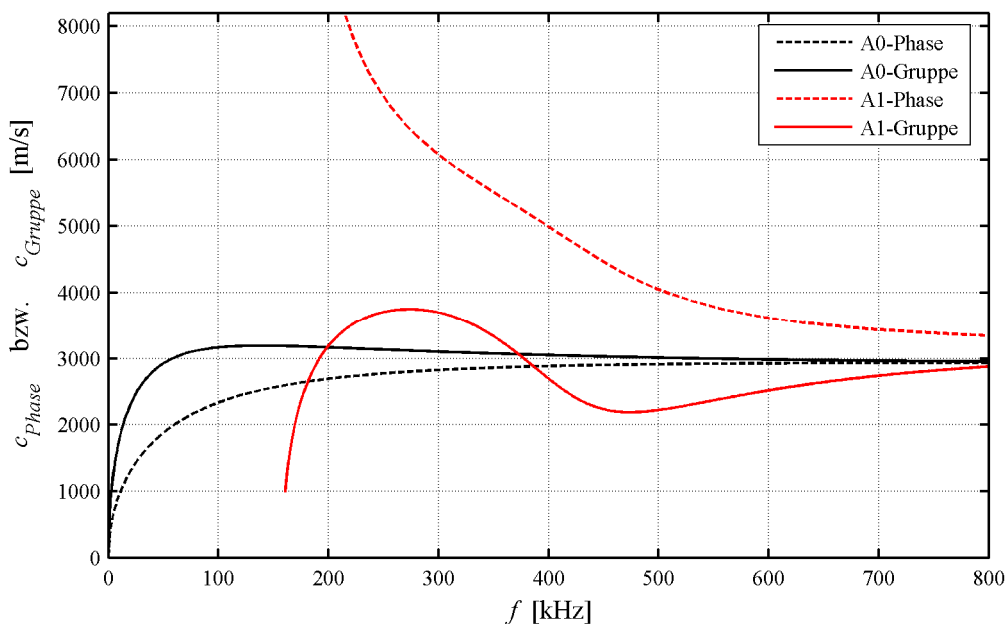


Abb. 4-15: Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten A_0 - und A_1 -Mode (Stahl 10 mm)

Insbesondere bei Diskontinuitäten des Signals, also dem Signalbeginn im Fall eines zeitlich begrenzten Wellenzuges, erscheint es nach [SEX1992] sinnvoll, eine Frontgeschwindigkeit c_{Front} als die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellenfront zu definieren, siehe Abb. 4-14. Bei der direkten Auswertung reiner Zeitsignale ist c_{Front} eines der wichtigsten und am einfachsten zu bestimmenden Merkmale.

Das in Abb. 4-14 dargestellte Zerlaufen eines Anregungssignals führt insbesondere bei hochdispersiven Wellenmoden in den entsprechenden Frequenzbereichen zu einer ggf. unmöglichen Interpretation der Messsignale im Zeitbereich, da diese bis zur Unkenntlichkeit zerlaufen sein können und sich zusätzlich evtl. mit weiteren, ebenfalls aufgeweiteten Signalen überlagern. Viele Anwendungen im Bereich des SHM nutzen deshalb aus Gründen der simpleren Handhabung bewusst nur geführte Wellen im quasi nicht-dispersiven

Bereich, in dem näherungsweise mit einer einzigen Geschwindigkeit gearbeitet werden kann [z.B. MICH2006, THIE2007, OSTA2007].

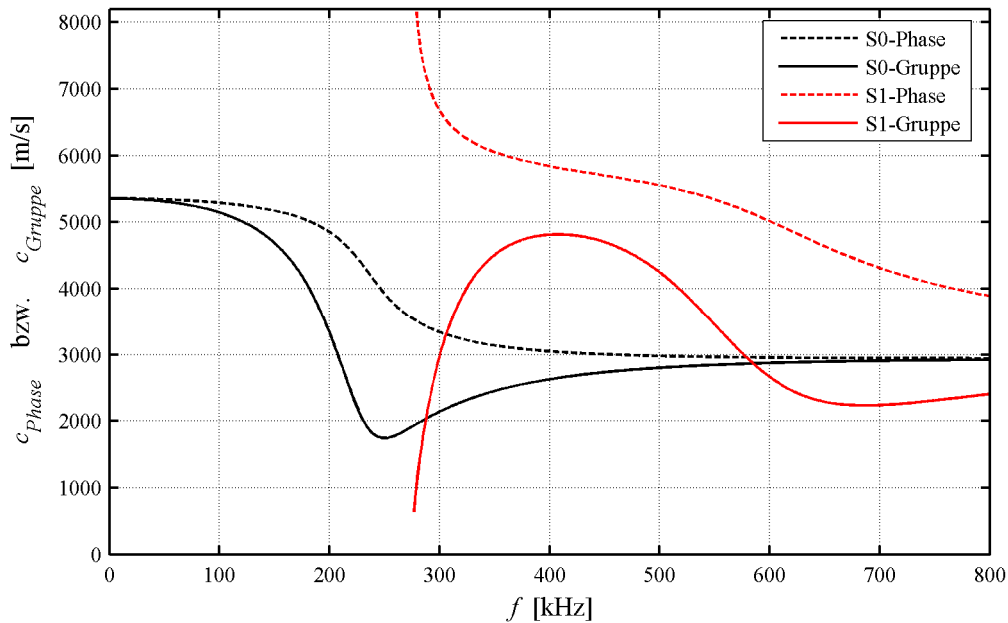


Abb. 4-16: Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten S_0 - und S_1 -Mode (Stahl 10 mm)

Durch komplexe Signalverarbeitungsverfahren, die im Rahmen der vorliegenden Dissertation genutzt und auch erweitert werden, ist es allerdings möglich, die Dispersion zu einem Großteil zu kompensieren und zerlaufene Signale auf ihre ursprüngliche, kompaktere Ausgangsform zu komprimieren. Dieses Verfahren der erweiterten Dispersionskompensation wird in Kap. 7.5 näher erläutert und zur Schadensdetektion und –lokalisierung erfolgreich genutzt. Hierdurch kann die genannte Einschränkung auf quasi nicht-dispersive Moden und Frequenzen umgangen werden, die Schadensdetektion wird deutlich universeller und flexibler.

Ein weiterer zu beachtender Aspekt im Zusammenhang mit der Ausbreitung von Lamb-Wellen ist analog zum Modenwandel der Longitudinal- und Transversalwellen an Begrenzungsflächen (siehe Kap. 3.1) die ebenfalls mögliche Modenkonversion der Lamb-Wellen an Reflektoren. Insbesondere bei der Kombination einer einseitig auftretenden Störung und eines symmetrischen Wellenmodes kann die Wellenenergie teilweise auch in Form antisymmetrischer Wellen reflektiert werden. Bei der Auswertung von reflektierten Signalanteilen zur Schadensdetektion ist dieser Umstand gegebenenfalls zu berücksichtigen; eine Nichtbeachtung kann zu fehlerhaften Schadensinterpretationen führen. Abb. 4-17 dient der Verdeutlichung dieses Phänomens. Sie entspricht prinzipiell Abb. 4-14 mit der Abweichung, dass einseitig im Abstand von 500 mm ein Oberflächenriss mit einer Tiefe von

20% der Stabdicke modelliert wurde. Gut zu erkennen ist, dass beim Eintreffen der S_0 -Welle am Schaden die Wellenenergie größtenteils durch den Riss hindurchläuft (S_0 -1), gleichzeitig aber auch eine Modenkonzersion der durchlaufenden Welle stattfindet (A_0 -1) und sich der reflektierte Anteil in den S_0 -Mode (in der Darstellung durch die gewählte Skalierung allerdings nicht zu erkennen) und den A_0 -Mode (A_0 -2) aufteilt. A_0 -3 ist der reflektierte A_0 -Wellenanteil bei eintreffender A_0 -Welle.

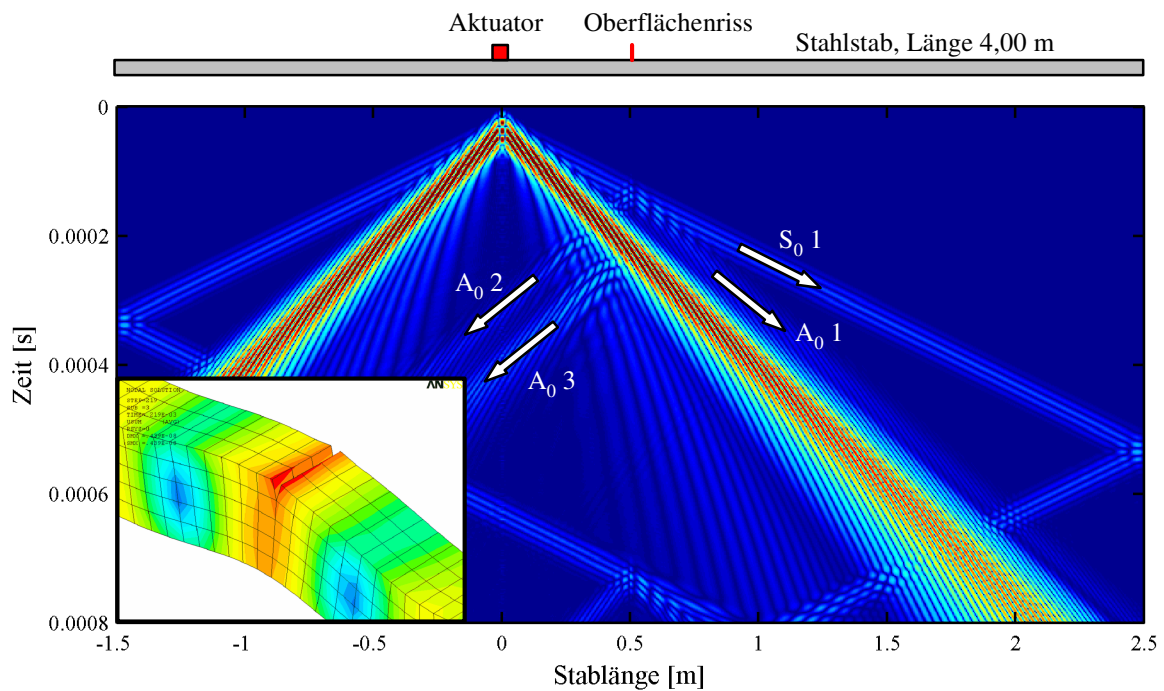


Abb. 4-17: Modenkonzersion der Lamb-Wellen an einem Riss

4.4 Lamb-Wellen bei punktförmiger Wellen- anregung

Bei der Betrachtung der Wellenausbreitung in Abb. 4-14 im vorangegangenen Abschnitt wurde ein schmaler Stab zugrunde gelegt, auf dem der wellenerzeugende Aktuator (in Form eines rechteckigen PZT-Elements) die komplette Stabbreite einnimmt. Die Wellenausbreitung erfolgt also praktisch eindimensional in Stablängsrichtung und bewirkt somit eine Bündelung der Energie über die geringe Breite des Stabs.

Bei runden, auf ein Blech applizierten Piezokeramikscheiben (wie sie in den Versuchen zur Schadensdetektion in flächigen Baukörpern eingesetzt werden, siehe z.B. Kapitel 8 oder 10) handelt es sich entsprechend der Bezeichnungsweise der Antennentechnik um punktuelle Isotropstrahler. Die von diesen Sendern angeregten Wellen breiten sich in einem isotropen Werkstoff zu allen Seiten in gleicher Weise – also ebenfalls isotrop – aus. Bedingt durch die zweidimensionale Ausbreitung in der Platte erfolgt anders als beim Stab keine Bündelung der Energie, stattdessen muss sich die Wellenenergie über eine mit zunehmender Laufzeit anwachsende kreisförmige Wellenfront verteilen. Die Herleitung eines Abminderungsfaktors zur Berücksichtigung der dadurch bedingten Amplitudenabminderung erfolgt im Folgenden über allgemeine Grundgleichungen des akustischen Schalls.

Nach Gl. 4.34 ist die von der Entfernung r zum Anregungsort abhängige Schallintensität I das Produkt aus Schalldruck p (siehe Gl. 3.8 in Kap. 3.1.1) und Schallschnelle v (mit v nach Gl. 4.33, wobei u die Teilchenauslenkung ist).

$$v = u \cdot \omega \quad (4.33)$$

$$I(r) = p \cdot v = \omega^2 \cdot u^2(r) \cdot Z \quad (4.34)$$

Die Schallleistung P_{ak} ist definiert als Integral der Schallintensität über die (bei räumlicher Betrachtung kugelförmige) Fläche um den Schallentstehungsort im Abstand r bzw. über den Kreisumfang bei ebener Betrachtung der Wellenausbreitung. Für den Fall des PZT-Isotropstrahlers auf einer Platte gilt somit Gl. 4.35.

$$P_{ak} = \int \vec{I} \cdot d\vec{A} = I(r) \cdot 2\pi \cdot r \quad (4.35)$$

Aus Gl. 4.34 und Gl. 4.35 ergibt sich Gl. 4.36.

$$u(r) = \frac{1}{\omega} \cdot \frac{1}{\sqrt{r}} \cdot \sqrt{\frac{P_{ak}}{2\pi \cdot Z}} \Rightarrow u \sim \frac{1}{\sqrt{r}} \quad (4.36)$$

Aus Gl. 4.36 folgt, dass die Teilchenauslenkung proportional zum Kehrwert der Wurzel des Abstands des betrachteten Orts zum Wellenursprungsort ist. Daher nimmt bei der Nutzung von PZT-Keramiken als Sensorelemente auch die erzeugte elektrische Ladung bzw. elektrische Spannung in gleichem Maße mit zunehmendem Abstand von der Strahlungsquelle ab.

Kapitel 5

Anregung und Detektion von Lamb-Wellen

5.1 Möglichkeiten der Anregung und Detektion

Die Anregung und Detektion von Lamb-Wellen in flächigen Strukturen können auf unterschiedliche Arten erfolgen. Grundlegend ist hierbei vor allem die Entscheidung, ob – wie im Fall der in dieser Arbeit verwendeten fest verklebten PZT-Scheiben – das zur Erzeugung der geführten Wellen genutzte Element (bzw. die genutzte Methode) auch gleichzeitig zur sensorischen Erfassung der sich ausbreitenden Lamb-Wellen eingesetzt werden soll. Der bereits in Kap. 1.3 erwähnte Beschuss eines Bauteils mit einem Laser, der sowohl zur zerstörungsfreien thermoelastischen Ausdehnung als auch zum Materialabtrag durch Ablationseffekte führt, kann ausschließlich der Anregung von Lamb-Wellen dienen [z.B. STAS2004, WU1999, YADA2006]. Rein sensorisch genutzt wird hingegen die berührungslose Laservibrometrie, die in einer Vielzahl von Arbeiten im Zusammenhang mit der Messung von Lamb-Wellen angewandt wird [z.B. FROM2002, KÖHL2006, SOLO2005, STAS2004]. Diese auf dem Doppler-Effekt der Lichtwellen basierende Methode ist auch im hochfrequenten Bereich in der Lage, kleinste Oberflächenauslenkungen bzw. Geschwindigkeiten sowohl „out-of-plane“ (aus der Ebene heraus) als auch durch nicht orthogonale Ausrichtungen des Laserstrahls „in-plane“ zu erfassen [POLY2008]. Der Laserstrahl ist jedoch nur in der Lage, punktuelle Informationen zu liefern. Bei der Schwingungsmessung eines stationären Zustands ist diese Eigenschaft der Laservibrometrie nicht von Nachteil, da der Laserstrahl rasterartig zur Erfassung einer Vielzahl von Messpunkten über den gesamten zu erfassenden Bereich geschwenkt werden kann. In nachgeschalteten Signalauswertungen werden die einzelnen (synchronisierten) Messsignale zu einem Gesamtbild der Schwingungsfigur zusammengefügt.

Bei Wellenausbreitungsphänomenen, einem gänzlich instationären Vorgang, ist bei Verwendung der Laservibrometrie als Messverfahren eine erhebliche Anzahl wiederho-

lender identischer Wellenanregungen und –messungen erforderlich, um eine flächige Aussage zu erhalten. In Anbetracht der Vielzahl von Störeinflüssen bzw. unvermeidbaren Umwelteinflüssen bei realen Strukturen beschränken sich diese Laservibrometer-Messungen aus Gründen der Reproduzierbarkeit i.d.R. auf relativ ungestörte Laborversuche.

Optische Verfahren wie der Laserbeschuss auf der Anregungsseite und die Laservibrometrie zur Signalmessung scheiden für die Nutzung innerhalb eines SHM-Systems nicht nur aufgrund der erforderlichen freien Zugänglichkeit und der hohen Geräteinvestitionen am zu überwachenden Objekt aus. Vor allem wegen ihrer Einschränkung auf lediglich eine Funktionsweise sind sie für die duale aktorische und sensorische Verwendung ungeeignet. Diese Einschränkung entweder auf die Lamb-Wellenanregung oder -messung umgehen eine Reihe anderer Erregungs- und Detektionsmethoden, wie z.B. die Nutzung von sog. „Wedge-Transducern“, EMATs oder PZT-Elementen, wie sie in den Versuchen der vorliegenden Arbeit zum Einsatz kommen.

Die Wedge-Transducer sind eine klassische, seit vielen Jahrzehnten etablierte Möglichkeit der Anregung von Lamb-Wellen [VIKT1967]. Grundidee hierbei ist, dass eine in einem keilförmigen Vorlaufkörper (i.d.R. aus Kunststoff) laufende Longitudinalwelle schräg auf eine über ein Fluid angekoppelte Plattenoberfläche trifft, siehe Abb. 5-1. Hierbei müssen die Parameter Einfallswinkel, Signalfrequenz und vor allem die Longitudinalwellengeschwindigkeit im Keil sowie die Lamb-Wellengeschwindigkeit in der Platte exakt aufeinander abgestimmt sein. Der Keil kann alternativ durch eine entsprechende Laufstrecke in einem Wasservolumen ersetzt werden, was allerdings entsprechenden Aufwand bezüglich Abdichtungen etc. bedeutet. Dieser Sonderfall der Wasservorlaufstrecke wird beispielsweise in [ALLE1992] beschrieben.

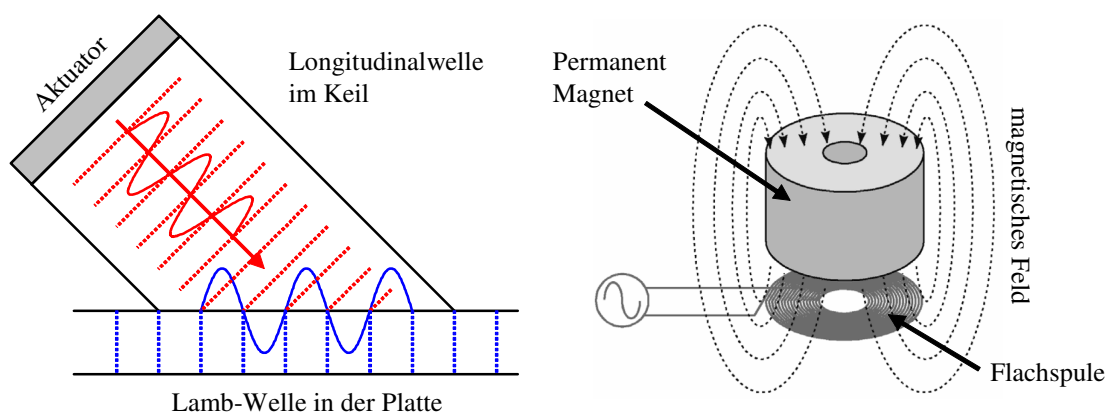


Abb. 5-1: Wedge-Transducer und EMAT [WILC2005]

Eine deutlich leistungsfähigere und universelle Alternative zu den geschilderten Wedge-Transducern stellen die sog. „Electromagnetic Acoustic Transducer“ (EMAT) dar, die in

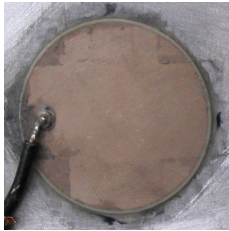
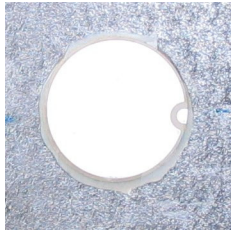
einer Vielzahl von Arbeiten Verwendung finden [z.B. WILC2005, SARG2006, VELI2006]. Wie bei den im folgenden Abschnitt 5.2 detailliert beschriebenen runden Piezokeramikscheiben (siehe auch Kap. 2.3) handelt es sich auch bei den EMATs um näherungsweise punktuelle Erreger bzw. Empfänger der Lamb-Wellen, die in alle Richtungen gleichermaßen ausstrahlen bzw. empfangen können. Die rechte Hälfte der Abb. 5-1 stellt skizzenhaft den Aufbau eines EMATs dar. Fließt ein hochfrequenter Wechselstrom durch die spiralförmig gewickelte Flachspule, werden alternierende elektrische Ströme in der metallischen Platte unter der Spule erzeugt. Der sich direkt über der Spule und somit ebenfalls direkt über dem Blech befindende Permanentmagnet mit seinem gleichgerichteten magnetischen Konstantfeld reagiert auf diesen Wechselstrom, indem er eine radial in der Spulenebene ausgerichtete Lorenz-Kraft generiert, die zur Entstehung der omnidirektionalen Lamb-Wellen führt [WILC2005].

In einigen Anwendungsfällen können EMATs alternativ zur Nutzung der im folgenden Abschnitt detailliert beschriebenen runden PZT-Scheiben, die mit ähnlichen Durchmessern gefertigt werden, zum Einsatz kommen. Nachteilig im direkten Vergleich mit fest applizierten Piezoelementen ist an den EMATs deren Preis und vor allem auch deren wesentlich größere Masse, die in nicht zu vernachlässigendem Maße als störender Reflektor der sich ausbreitenden geführten Wellen wirkt.

Allgemein und unabhängig von der gewählten Art der Lamb-Wellen-Anregung ist anzumerken, dass es praktisch nicht möglich ist, die Amplituden der sich einstellen Teilchenauslenkungen auf theoretischer Basis präzise vorauszusagen [HILL2006]. Eine experimentelle Bestimmung dieser Werte ist somit unumgänglich.

5.2 Runde Piezokeramikscheiben

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation werden die zur Schadensdetektion und –lokalisierung in Stahlplatten genutzten Lamb-Wellen ausschließlich mit runden piezokeramischen Scheiben angeregt sowie auch gemessen, siehe z.B. Tab. 5-1. Hierbei werden prinzipiell Scheiben gleichen Typs für beide Modi (Aktuator- und Sensorbetrieb) genutzt. Durch entsprechende Verschaltung kann die Funktion jedes einzelnen Piezoelements innerhalb einer Messaufgabe gewechselt werden.

		
Keramik (siehe Kap. 2.2.1)	PIC255	PIC255
Durchmesser	25 mm	20 mm
Dicke	0,5 mm	0,5 mm
freie Kapazität	~ 16,3 nF	~ 10,4 nF
geklemmte Kapazität	~ 9,7 nF	~ 6,7 nF

Tab. 5-1: Technische Daten der häufig genutzten PZT-Elemente

Fundamentaler Vorteil der axialsymmetrischen Elementform ist, dass die aufgetragenen Dehnungen innerhalb der kleinen, vom Piezo abgedeckten Fläche ebenfalls axialsymmetrisch sind. Man erzielt hierdurch eine omnidirektionale Wirkung, weshalb die runden PZT-Elemente in Anlehnung an die Antennentechnik auch als Isotropstrahler bezeichnet werden (zur Amplitudenabnahme der Isotropstrahler siehe Kap. 4.4). Für die 360°-Überwachung einer flächigen Struktur von einem zentralen Ort aus sind die runden PZT-Elemente also ideal geeignet.

Im direkten Vergleich dazu haben die ebenfalls auf Piezokeramik basierenden und in Abb. 2-8 dargestellten gekapselten Module oder MFCs hingegen schon aufgrund ihrer rechteckigen Form eine Vorzugsrichtung der generierten (oder detektierten) Dehnung. Zusätzlich bewirkt bei MFCs und Fasermodule die nahezu nicht vorhandene Querdehnung eine eindeutig eindimensionale Ausrichtung der Deformation. In einigen Arbeiten mit MFCs [MATT2007] wird versucht, diesen Nachteil durch aufwändige rosettenartige Anordnun-

gen (ähnlich den Dehnungsmessstreifen-Rosetten) zu reduzieren. Ein kompakter Isotropstrahler bzw. -empfänger wird hierdurch bestenfalls näherungsweise realisiert.

Für jeden individuellen Anwendungsfall der PZT-Scheiben ist zusätzlich zum gewählten piezokeramischen Material die Wahl der Piezogeometrie von wesentlicher Bedeutung, vor allem wenn wie bei den Versuchen im Rahmen dieser Dissertation identische PZT-Elemente als Aktuatoren und als Sensoren gewählt werden. Bei der Festlegung der Abmessungen lassen sich keine pauschalen Lösungen angeben, jede Wahl kann nur einen Kompromiss aus verschiedenen, sich teilweise widersprechenden Anforderungen darstellen. Die entsprechend leistungsfähige Ansteuerung vorausgesetzt und unter Berücksichtigung der Anregbarkeit des betrachteten Lamb-Modes bei der gewählten Frequenz (siehe Kap. 5.4), bewirken beispielsweise große Piezoabmessungen eine geführte Welle mit großer Amplitude bzw. Energie und somit großer Reichweite. Abgesehen davon, dass der Störeinfluss der Piezomasse auf die sich ausbreitenden Wellen bei zunehmender Größe wächst (was aber bei Differenzsignalen unbedeutend ist), ist eine große Piezofläche ausgesprochen nachteilig in Hinblick auf die Funktion des Piezos als Sensor, da dieser im Idealfall nur punktförmig wirken sollte (ausführlich beschrieben in Kap. 5.2.2). Dieser Zielkonflikt hinsichtlich der Gesamtperformance besteht bei jeder Piezoanwendung, in der identische PZT-Elemente sowohl aktorisch als auch sensorisch genutzt werden sollen.

5.2.1 Wellenanregung

Im Aktuatorbetrieb bewirkt die elektrische Ansteuerung der PZT-Elemente (siehe Kap. 2.3.3) eine Deformation der Piezokeramik, die über eine möglichst dünne Klebschicht auf die Blechoberfläche übertragen wird. Für genaue Untersuchungen des Klebschichtdickeneinflusses siehe Kap. 5.3.

Die am stärksten ausgeprägte Komponente der Piezoverformung infolge elektrischer Anregung ist die über den sog. d_{33} -Effekt erzeugte Deformation in Dickenrichtung des dünnen Piezoplättchens, da beim d_{33} -Effekt die Polarisation, das elektrische Feld und die Verformungshaupttrichtung gleichgerichtet sind, siehe auch Kap. 2.2. Infolge der i.d.R. vernachlässigbaren Piezomasse koppelt bei hochfrequenter Anregung die Dickenschwingung der Piezoscheibe jedoch praktisch nicht in die Platte. Vielmehr wird die über die Querkontraktion des PZT-Aktuators erzeugte radiale und zum elektrischen Feld bzw. zur Polarisation orthogonale Verformungskomponente genutzt, die über die relativ schubsteife Klebschichtanbindung auf das Blech übertragen wird. Zur Verdeutlichung stellt Abb. 5-2 das Ergebnis zweier FE-Simulationen an je einem zur Vermeidung von Reflexionen ausreichend langen Plattenstreifen (ebener Dehnungszustand) der Dicke 10 mm dar, die sich lediglich in der Art der Anbindung des Piezo-Aktuators (Dicke 0,5 mm) an die Stahloberfläche unterscheiden. Dargestellt ist das Spannungssignal eines im Abstand von 500 mm vom Anregungsort entfernten, an die Platte gekoppelten PZT-Sensors. In der

ersten Simulation erfolgt eine starre Kopplung aller Verformungsfreiheitsgrade jedes Knotens der Aktuatorunterseite an den entsprechenden Knoten der Blechoberfläche, was in guter Näherung der realen dünnen Verklebung mit Epoxidharz entspricht. Hingegen ist in der zweiten Simulation lediglich ein Verformungsfreiheitsgrad, die Verschiebung aus der Plattenebene heraus, jedes Aktuatorknotens gekoppelt. Schub in der Fuge zwischen Struktur und Aktuator kann somit nicht übertragen werden. Die Anbindung im Modell entspricht in diesem Fall einer Fluid-Kopplung. Das den Simulationen zugrunde liegende Anregungssignal ist ein Hanning-gefensterter 3-Wellen-Sinus der Hauptfrequenz 80 kHz.

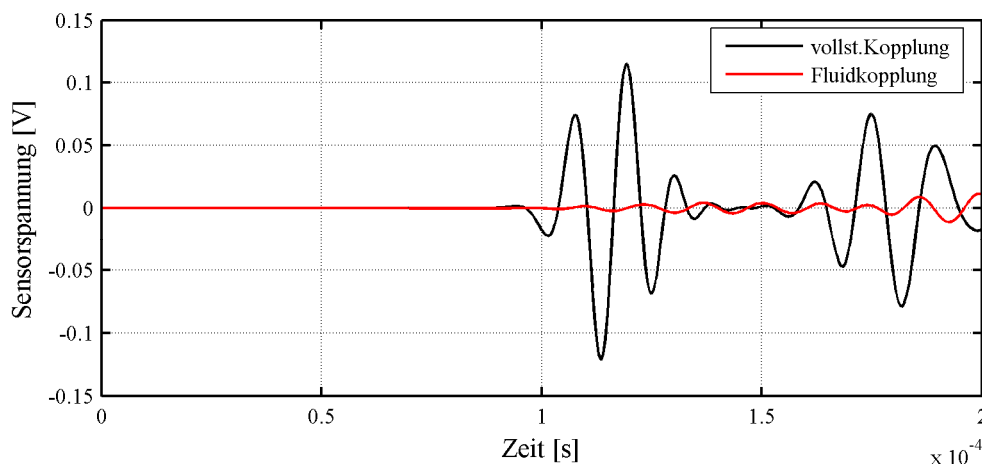


Abb. 5-2: Wellenanregung bei unterschiedlicher Aktuator-Ankopplung

Sehr gut zu erkennen ist, dass im Gegensatz zur starren Aktuatoranbindung bei Fluid-Kopplung nur eine ausgesprochen schwache Wellenanregung erfolgt. Somit bestätigt sich, dass die Deformation in Piezodickenrichtung keinen nennenswerten Einfluss auf die Entstehung der Lamb-Wellen hat. Der prinzipiell im Vergleich zum d_{31} -Effekt stärker ausgeprägte d_{33} -Effekt wird also praktisch nicht genutzt. Abhilfe kann hier eine auf der Piezorückseite angebrachte Masse schaffen, gegen deren Trägheit die Dickenschwingung der Piezoscheibe wirkt und somit Kräfte orthogonal zum Blech erzeugen kann [DAVI2006, FROM2006, LU2005]. Diese Möglichkeit wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit jedoch nicht verfolgt.

Zur Aussagequalität bzw. Anwendbarkeit von *Ansys* zur FE-Simulation von Wellenausbreitungsphänomenen, vor allem auch im direkten Vergleich mit realen Messwerten, enthält Kap. 6.3 ausführliche Informationen.

Im Aktuatorbetrieb der PZT-Scheiben ist zu beachten, dass die Form des elektrischen Anregungssignals nicht der Form der angeregten akustischen Plattenwelle entspricht, sondern ihr lediglich ähnlich ist. Abgesehen von den dispersiven Eigenschaften der Lamb-Wellen, die zur Formänderung des Wellenzugs führen (siehe Kap. 4.3), kann alleine

aufgrund der Massenträgheiten des Blechs das elektrische Signal nicht unmittelbar über die Deformation des Piezos in eine Welle gleichen Verlaufs im Blech umgesetzt werden. Abb. 5-3 (Blech $t = 2d = 10$ mm, Piezo $t_P = 0,5$ mm und $l_P = 20$ mm) verdeutlicht diesen Umstand durch die Darstellung eines Schnitts durch den lokalen Blechbereich unter einem Aktuator zu drei unterschiedlichen Zeitpunkten der Anregung. Ebenso dargestellt ist die Deformation des (zu Darstellungszwecken vom Blech gelösten) PZT-Aktuators. Es ist gut zu erkennen, dass allenfalls die Blechoberfläche zeitlich relativ unverzögert auf die Piezoexpansion bzw. -kontraktion reagiert.

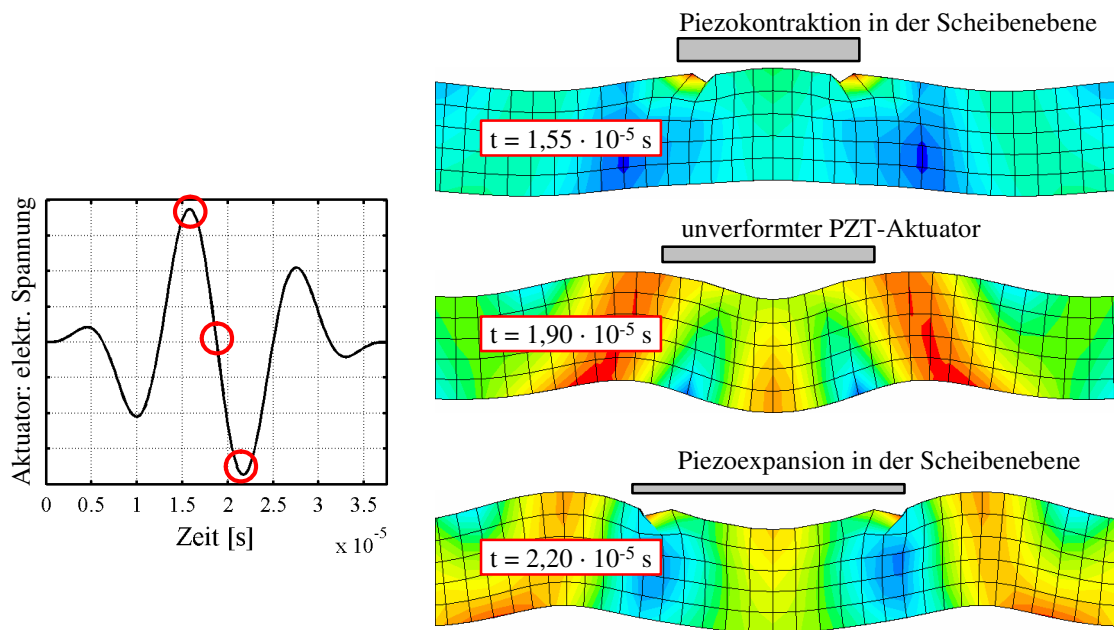


Abb. 5-3: Deformation Blech und Piezo im Aktuatorbereich

5.2.2 Wellenmessung

Im Sensorbetrieb bewirkt, entgegengesetzt zum Aktuatorbetrieb, die Oberflächendeformation des Blechs bei durchlaufender Welle eine Dehnung bzw. Stauchung des Piezos und erzeugt dadurch ein elektrisches Signal (siehe Kap. 2.3.4). Aufgrund der Dualität des piezoelektrischen Effekts (siehe Kap. 2.1) gelten die Aussagen zur Wellenanregung im Prinzip ebenso für die Wellenmessungen, wobei hier der direkte Piezoeffekt betrachtet wird.

Das Piezo-Element liefert im Sensorbetrieb als zu messendes Signal die elektrische Ladungsverschiebung, die über die Kapazität des Piezos (und ein Messgerät mit ausreichend großem Eingangswiderstand vorausgesetzt) auch als elektrische Spannung erfasst werden

kann. Diese gemessene elektrische Spannung ist proportional zum integralen Wert der Sensordehnung über die Gesamtfläche des PZT, das Messsignal ist somit ein gemittelter Wert. Zur möglichst präzisen Erfassung von Signalen mit kurzen Wellenlängen ist deshalb ein kleiner Sensor optimal.

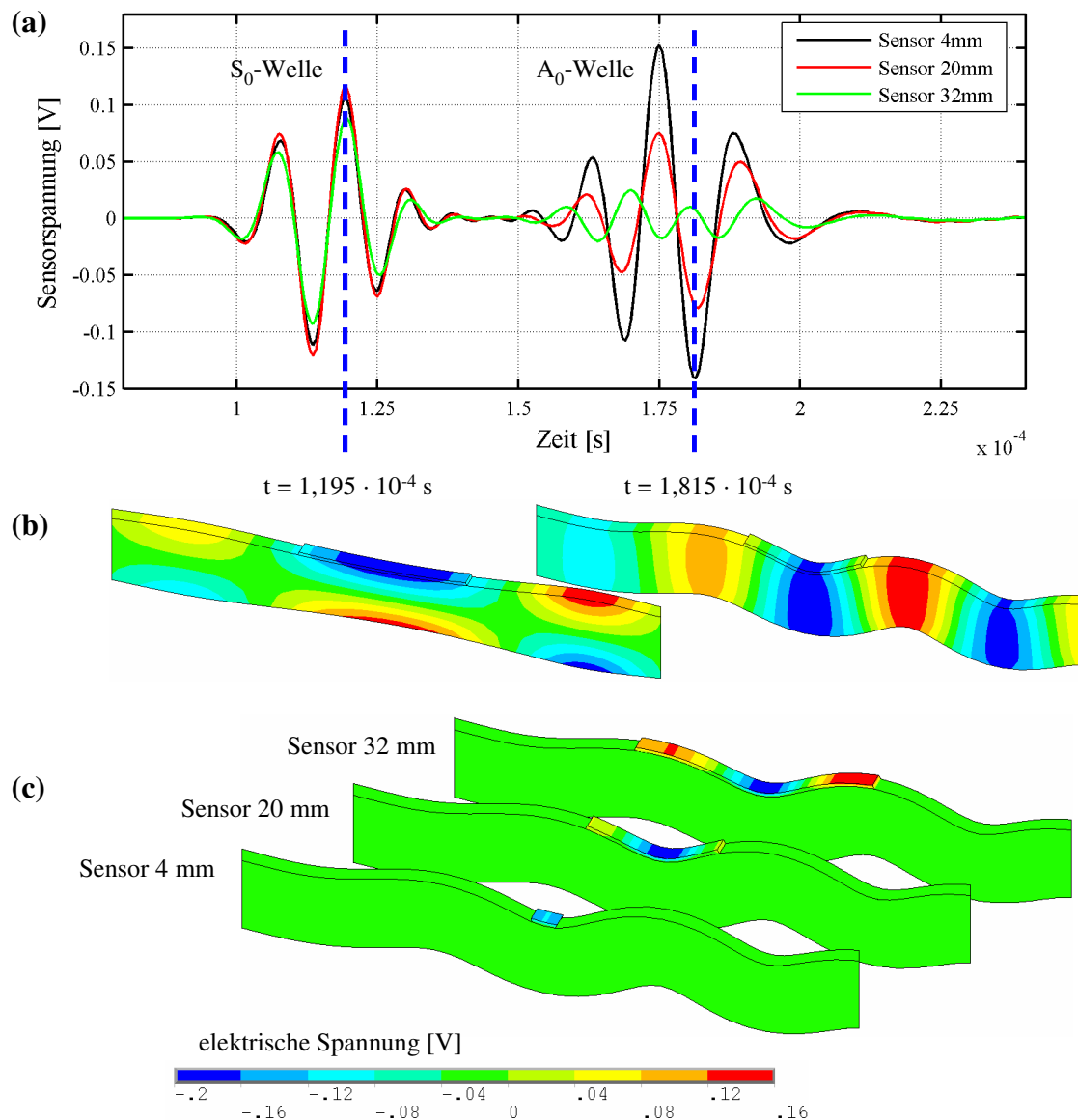


Abb. 5-4: Sensorspannung am Piezo; Einfluss der Sensorgröße

Abb. 5-4 basiert wie Abb. 5-3 auf einem Plattenstreifen (ebener Dehnungszustand) der Dicke 10 mm und einem gefensterten Anregungssignal mit der Hauptfrequenz 80 kHz. Teilbild b stellt links den Sensorbereich (mit Piezosensor 20 mm) beim Durchlauf der schnelleren S_0 -Welle zum Zeitpunkt $t = 1,195 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ und rechts den Sensorbereich beim Durchlauf der langsameren A_0 -Welle zum Zeitpunkt $t = 1,815 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ dar. Die dabei am Sensor gemessene elektrische Spannung kann Abb. 5-4 a entnommen werden (roter

Signalverlauf für den 20 mm Sensor des Teilbilds b). Zu erkennen ist u.a., dass die Dehnung des Piezos bei $t = 1,195 \cdot 10^{-4}$ s zu einem positiven und die Stauchung bei $t = 1,815 \cdot 10^{-4}$ s zu einem negativen Spannungssignal führt.

Die drei verschieden farbigen Signalverläufe in Abb. 5-4 a beziehen sich bei identischer Anregung sowie identischen Randbedingungen auf drei unterschiedliche Sensorgrößen, die in Teilbild c abgebildet sind, und verdeutlichen den negativen Einfluss von (bezogen auf die Wellenlänge) zu groß gewählten PZT-Abmessungen im Sensorbetrieb. Die in diesem Frequenzbereich schnelle S_0 -Welle weist relativ zu allen drei Sensorgrößen eine ausreichend große Wellenlänge auf, so dass alle Sensoren ähnliche Signale messen. Bei der kurzwelligeren A_0 -Welle ist dieser Zustand nicht gegeben. Während das Messsignal des 4 mm Sensors hervorragend und das des 20 mm Sensors noch ausreichend gut die Welle wiedergibt, ist der große 32 mm Sensor ungeeignet zur Erfassung der A_0 -Welle. Die Ursache hierfür wird deutlich bei näherer Betrachtung von Abb. 5-4 c. Beim 32 mm Sensor variiert die elektrische Spannung der Piezooberfläche zum Zeitpunkt $t = 1,815 \cdot 10^{-4}$ s von -0,19 V bis +0,16 V. Messtechnisch kann am Sensor aber wie einleitend erläutert nur ein Wert erfasst werden, nämlich der Mittelwert der Spannung an der Piezooberfläche von +0,007 V. In Sensormitte, dem eigentlich bei der Wellenmessung betrachteten Punkt, herrscht zu diesem Zeitpunkt eine Stauchung. Korrekt wäre deshalb zudem auch ein Messsignal mit negativem Vorzeichen wie z.B. das des 4 mm Sensors.

5.2.3 Betrachtung der Eigenfrequenz der Piezokeramikscheiben

Aufgrund ihrer freien, nicht an das Blech gekoppelten Rückseite besteht bei PZT-Scheiben das potentielle Problem, dass bei bestimmten Frequenzen die Piezokeramikscheiben in Dickenrichtung in Resonanzschwingungen geraten können. Resonanzprobleme können einerseits zu starkem Nachschwingen der PZT-Elemente nach Ende der aktiven Anregung, andererseits vor allem aber bei den jeweiligen Frequenzen zu stark überhöhten Anregungen und somit nicht mehr ohne weiteres nachvollziehbaren Signalformen führen.

Die folgenden Betrachtungen zu dieser Problematik beziehen sich auf eine PIC255-Keramik (siehe Kap. 2.2.1) mit dem Durchmesser 20 mm sowie der Dicke 0,5 mm. Abb. 5-5 a zeigt für diese Aktuatorabmessungen das Ergebnis der Frequenzganganalyse der „out-of-plane“ Teilchenauslenkung für die vier dargestellten Oberflächenpunkte bei einer harmonischen Anregung der Piezooberfläche mit einer elektrischen Wechselspannung. Die Knoten der Piezooberseite sind hierbei frei, die der Unterseite in allen drei Raumrichtungen gehalten. Diese vereinfachte Modellierung der starren Anbindung ist durch den Vergleich mit realen Messungen gerechtfertigt, wie ausführliche Untersuchungen in Kap. 6.3 zeigen.

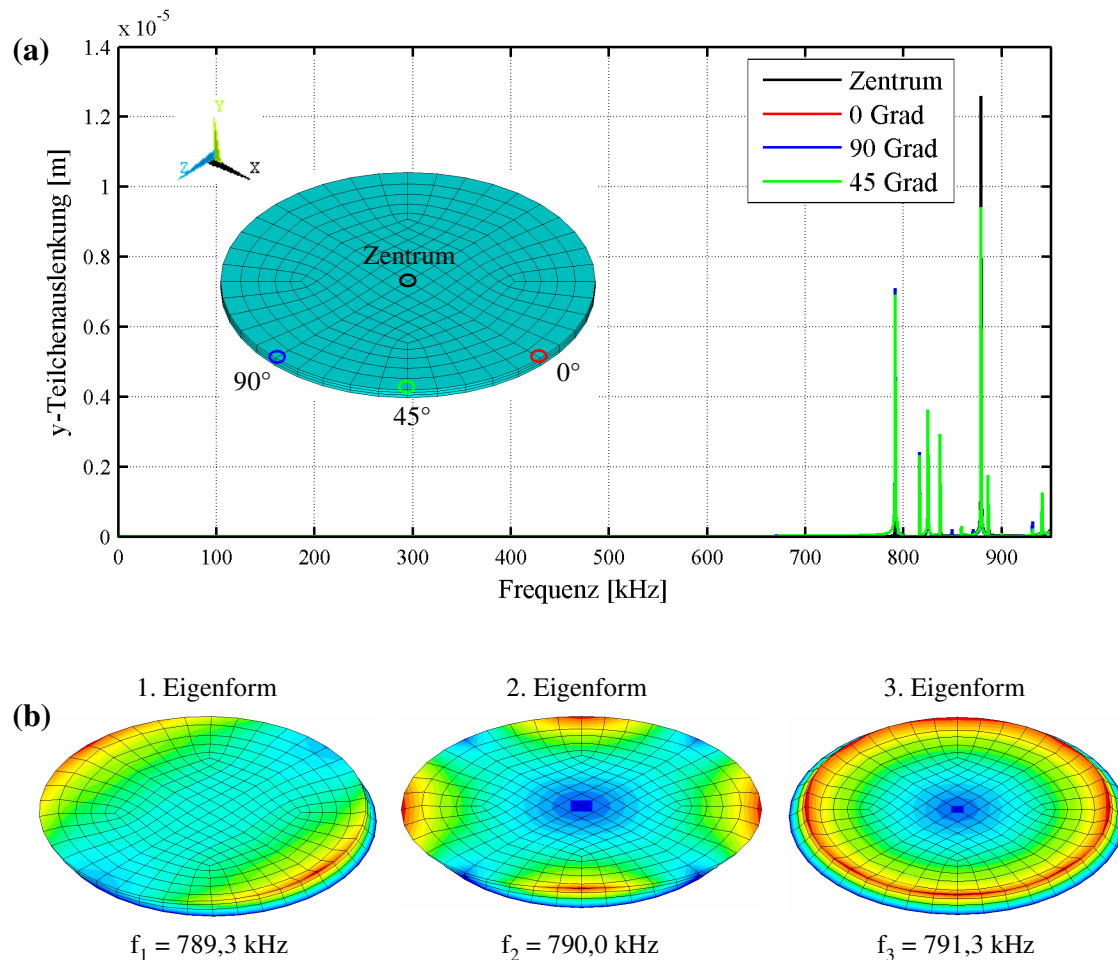


Abb. 5-5: Frequenzgang- und Modalanalyse PZT-Aktuator (PIC255, Ø 20 mm, d = 0,5 mm)

Zu erkennen ist in Abb. 5-5 a, dass erst ab ca. 780 kHz dynamische Überhöhungen infolge Resonanzanregung auftreten. Eine Modalanalyse liefert die dazugehörigen ersten Eigenformen, siehe Abb. 5-5 b, wobei aufgrund der radialsymmetrischen Anregung (Wechselspannung an der PZT-Oberseite) die ersten beiden Eigenformen hier nicht weiter von Interesse sind. Der erste Peak der Kurven in Teilbild a ist deshalb der dritten, radialsymmetrischen Eigenform zuzuordnen.

Da die Anregungshauptfrequenzen sämtlicher im Rahmen der Messungen dieser Arbeit genutzten Signale kleiner als 200 kHz sind, bestehen keinerlei Probleme hinsichtlich Resonanz in Dickenrichtung der verklebten PZT-Elemente. Hier nicht weiter präsentierte Simulationen anderer gängiger Piezo-Abmessungen führen zu ähnlichen Ergebnissen ebenfalls weit oberhalb der maximal vorhandenen Anregungsfrequenz.

5.3 Schubübertragung zwischen den PZT-Elementen und der Struktur

Im vorangegangenen Abschnitt 5.2 wurde eine sehr schubsteife bzw. schubstarre Anbindung der Piezoelemente an die Struktur über die dünne Epoxidharzschicht (siehe Kap. 2.3.2) vorausgesetzt, was im Folgenden genauer betrachtet wird.

Abb. 5-6 zeigt die mikroskopische Aufnahme eines geschliffenen Schnitts durch einen Probekörper mit dem Aufbau Stahl, Epoxid-Klebschicht und Piezokeramik (rundes Element Ø 20 mm). Die Verklebung erfolgte unter realistischen Bedingungen mit einer durch einen Schaltmagneten erzeugten Auflast, siehe Kap. 2.3.2. Der Abbildung kann für die Klebschichtdicke ein Wert von ca. 17 μm entnommen werden.

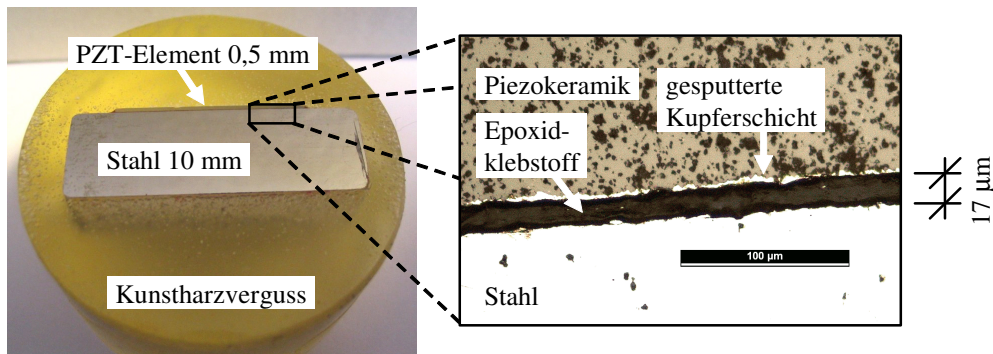


Abb. 5-6: Schliffbild, Schnitt durch die Epoxid-Klebschicht

Die Qualität der Anbindung der Piezokeramik an das Blech ist wesentlich für die Gesamtperformance des SHM-Systems, die sich im Aktuatorbetrieb aus der Übertragung der Piezodeformation auf das Blech als mechanische Oberflächendehnung sowie im Sensorbetrieb aus der möglichst steifen und kraftschlüssigen Ankopplung des Sensorpiezos an die verformte Struktur zusammensetzt. Der Übertragung innerhalb der Klebschicht kommt somit eine elementare Bedeutung zu. Die Verteilung der Schubspannung sowie deren Intensität hängen von mehreren Faktoren ab. Für statische und quasi-statische Randbedingungen sowie unter Zugrundelegung der Euler-Bernoulli-Hypothese, also dem Ebenbleiben der Querschnitte, beschreibt Gl. 5.1 die in der Klebschicht auftretende Schubspannung bei Übertragung der Aktuatordeformation auf das Blech [CRAW1987, CRAW1990, GIUR2005B]. Hierbei sind τ_0 die Schubspannung, l_P die Piezolänge mit $l_P = 2 \cdot a$, t_P die Piezodicke, t_B die Klebschichtdicke, t die Blechdicke, E der Elastizitätsmodul des Blechs und E_P der Elastizitätsmodul des Piezos. Weiterhin ist G_B der Schubmodul der Klebstoffschicht und ε_{ISA} die im Piezo durch Anlegen einer elektrischen Spannung induzierte Dehnung.

$$\tau_0(x) = \frac{E_p \cdot t_p \cdot \psi}{a \cdot (\alpha + \psi)} \cdot \varepsilon_{ISA} \cdot \Gamma \cdot a \cdot \frac{\sinh(\Gamma \cdot x)}{\cosh(\Gamma \cdot a)} \quad (5.1)$$

$$\text{mit } \psi = \frac{E \cdot t}{E_p \cdot t_p} \quad (5.2)$$

$$\text{und } \Gamma^2 = \frac{G_B}{E_p} \cdot \frac{1}{t_p \cdot t_B} \cdot \frac{\alpha + \psi}{\psi} \quad (5.3)$$

Die konkrete Berechnung einer Schubspannung $\tau_0(x)$ mit dem dargestellten Modell setzt die Kenntnis der vorhandenen Piezodehnung ε_{ISA} voraus. Diese resultiert aus dem Zusammenwirken der Steifigkeiten des Piezoelements, des Blechs und der Klebschicht und ist somit in den wenigsten Fällen bekannt. Die reale Dehnung, vor allem im höheren Frequenzbereich und bei bereits infolge anderer Einflüsse verformter Struktur im Bereich des Aktuators, kann vorab nur abgeschätzt werden, was aber auf die weiteren vorwiegend qualitativen Betrachtungen keinerlei Einfluss hat.

Der in Gl. 5.1 verwendete Parameter α ist abhängig von der Spannungs- und Dehnungsverteilung über die Querschnittsdicke des Blechs. Für niedrige Frequenzen und bei zweidimensionaler Betrachtung eines ebenen Dehnungszustands entspricht unter Annahme der Euler-Bernoulli-Hypothese α dem Wert 4. Bei Erhöhung der Frequenz und den sich dann einstellenden Lamb-Wellen kann die Annahme des Ebenbleibens der Querschnitte nicht aufrechterhalten werden. Somit muss sich ebenfalls der Wert α ändern [GIUR2005B], die Annahme $\alpha = 4$ stellt aber weiterhin eine gute Näherung dar.

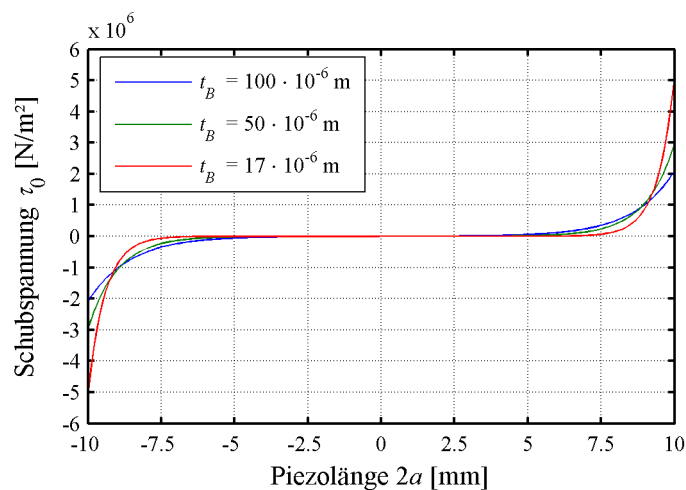


Abb. 5-7: Schubspannungsverteilung in der Klebschicht

Für den realen, im Schliffbild in Abb. 5-6 abgebildeten Versuchskörper ergibt sich die in Abb. 5-7 dargestellte Schubspannungsverteilung unterhalb des Piezoelements (bei Annahme von $\alpha = 4$ und pauschalem Ansatz von $\varepsilon_{ISA} = 1\%$). Um den Einfluss der Klebschichtdicke zu verdeutlichen, sind zusätzlich zur Schichtdicke $17\text{ }\mu\text{m}$ für die Epoxid-dicken $50\text{ }\mu\text{m}$ und $100\text{ }\mu\text{m}$ die Schubspannungsverläufe angegeben. Die Materialkennwerte des Epoxidklebstoffs sowie der Piezokeramik sind hierbei [HABE2006] und [PIC2005] entnommen.

Klar erkennbar ist, dass eine relativ dicke Klebschicht (Kurve $t_B = 100 \cdot 10^{-6}\text{ m}$) zu einem relativ breiten Kraftübertragungsbereich mit gleichzeitig kleineren Maximalwerten der Schubspannung an den Rändern des Aktuators führt. Die reale dünne Klebschicht (Kurve $t_B = 17 \cdot 10^{-6}\text{ m}$) hingegen sorgt für einen überwiegend an den Aktuatorrändern konzentrierten Kraftübertrag. Allgemein lässt sich feststellen, dass die Spannungskonzentration an den Rändern mit abnehmender Klebschichtdicke zunimmt und bei $t_B = 0$ dem Fall der idealen Ankopplung entspricht, also dem Modell der punktförmigen Lasteinleitung an den Endpunkten des Aktuators. Nach [GIUR2005B] wird für diesen Grenzfall die Schubspannungsverteilung entlang der Kontaktfläche Aktuator/Struktur mit Hilfe der Dirac-Funktion $\delta(x)$ entsprechend Gl. 5.4 beschrieben.

$$\tau_a(x) = a \cdot \tau_0 \cdot (\delta(x-a) - \delta(x+a)) \quad (5.4)$$

mit $a \cdot \tau_0$: Einzelkraft am Aktuatorrand

Wie Abb. 5-7 zeigt, findet beim betrachteten 20 mm Piezo und der realisierten dünnen Klebschichtdicke von nur $17\text{ }\mu\text{m}$ die Übertragung der Schubspannungen praktisch nur in den jeweils äußeren Bereichen von ca. 1 bis 2 mm statt. Die vereinfachte Annahme von zwei Einzelkräften an den Rändern (bei zweidimensionaler Betrachtung) entsprechend Gl. 5.4 ist somit für die Betrachtungen im folgenden Abschnitt 5.4, der vor allem der qualitativen und nicht der quantitativen Aufzeigung von Einflussgrößen auf die Lamb-Wellenmoden dient, ausreichend genau.

5.4 Modenselektion

Durch die in Bezug auf die Blechmittelebene asymmetrische Anordnung der Piezos werden im Regelfall sowohl symmetrische als auch antisymmetrische Lamb-Moden angeregt. Mehrere veröffentlichte Arbeiten von V. Giurgiutiu [z.B. GIUR2005B] behandeln das sog. „*Lamb Wave Mode Tuning*“, d.h. die gezielte Auswahl eines speziellen Modes bei gleichzeitiger Unterdrückung aller weiteren Moden. Die Grundidee der Vorgehensweise bezieht sich allerdings nur auf die eindimensionale Wellenausbreitung (ebener Dehnungszustand). Sie wird deshalb hier aufgegriffen und in Hinblick auf die reale, dreidimensionale Geometrie der Struktur und somit zweidimensionale Wellenausbreitung in der Platte erweitert. FE-Simulationen des Parameterfelds Blechdicke/Anregungsfrequenz/Piezogröße belegen die Anwendbarkeit dieser eigenen Weiterentwicklung des „*Lamb Wave Mode Tunings*“, insbesondere unter Berücksichtigung der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten kreisrunden Piezoelemente.

Wie bereits in Kap. 5.3 gezeigt, nähert sich bei Abnahme der Klebschichtdicke das Modell der Kraft- bzw. Dehnungsübertragung asymptotisch dem durch Gl. 5.4 beschriebenen Grenzfall der idealen starren Ankopplung des Aktuators an das Blech. Für diesen Fall lässt sich für die Verschiebungs- sowie Dehnungswelle an der Blechoberfläche (bei $z = \pm d$, siehe Abb. 4-1) eine geschlossene Lösung finden (Gleichungen 5.5 und 5.7 mit Lamé Konstante μ und Kreiswellenzahlen k_S und k_A), deren umfangreiche Herleitung für den ebenen Dehnungszustand mit eindimensionaler Wellenausbreitung in [GIUR2005B] angegeben ist und hier im Detail nicht weiter erläutert wird.

$$u_x(x,t)|_{z=d} = -\frac{a \cdot \tau_0}{\mu} \cdot \sum_{k_S} \left[\frac{\sin(k_S \cdot a)}{k_S} \cdot \frac{N_S(k_S)}{D_S(k_S)} \cdot e^{i(k_S \cdot x - \omega t)} \right] - \frac{a \cdot \tau_0}{\mu} \cdot \sum_{k_A} \left[\frac{\sin(k_A \cdot a)}{k_A} \cdot \frac{N_A(k_A)}{D_A(k_A)} \cdot e^{i(k_A \cdot x - \omega t)} \right] \quad (5.5)$$

$$\text{mit} \quad N_S = k_S \cdot q \cdot (k_S^2 + q^2) \cdot \cos(p \cdot d) \cdot \cos(q \cdot d)$$

$$N_A = k_A \cdot q \cdot (k_A^2 + q^2) \cdot \sin(p \cdot d) \cdot \sin(q \cdot d)$$

$$D_S = (k_S^2 + q^2)^2 \cdot \cos(p \cdot d) \cdot \sin(q \cdot d) + 4 \cdot k_S^2 \cdot p \cdot q \cdot \sin(p \cdot d) \cdot \cos(q \cdot d)$$

$$D_A = (k_A^2 + q^2)^2 \cdot \sin(p \cdot d) \cdot \cos(q \cdot d) + 4 \cdot k_A^2 \cdot p \cdot q \cdot \cos(p \cdot d) \cdot \sin(q \cdot d)$$

$$p^2 = \frac{\omega^2}{v_L^2} - k^2 \quad \text{und} \quad q^2 = \frac{\omega^2}{v_T^2} - k^2 \quad \text{mit} \quad k = k_S \quad \text{bzw.} \quad k = k_A$$

Die Dehnungswelle nach Gleichung 5.7 erhält man über die allgemeine Gleichung 5.6 aus der Gleichung der Verschiebungswelle Gleichung 5.5.

$$\varepsilon_x(x, t) \Big|_{z=d} = \frac{\partial u_x(x, t) \Big|_{z=d}}{\partial x} \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_x(x, t) \Big|_{z=d} = & -i \cdot \frac{a \cdot \tau_0}{\mu} \cdot \sum_{k_S} \left[\sin(k_S \cdot a) \cdot \frac{N_S(k_S)}{D_S(k_S)} \cdot e^{i(k_S \cdot x - \omega t)} \right] \\ & - i \cdot \frac{a \cdot \tau_0}{\mu} \cdot \sum_{k_A} \left[\sin(k_A \cdot a) \cdot \frac{N_A(k_A)}{D_A(k_A)} \cdot e^{i(k_A \cdot x - \omega t)} \right] \end{aligned} \quad (5.7)$$

Gleichungen 5.5 und 5.7 beschreiben die Oberflächenverformung bzw. Oberflächendehnung in x-Richtung infolge aller sich einstellenden symmetrischen und antisymmetrischen Moden. Es ist offensichtlich, dass durch den additiven Charakter der Gleichungen die einzelnen Moden separat betrachtet werden können. Der jeweils erste Summenterm beschreibt die symmetrischen, der jeweils zweite Term die antisymmetrischen Moden. Im Fall relativ niedriger Frequenzen erfolgt die Summation zwangsläufig nur für die fundamentalen 0-Moden.

Diese beiden Gleichungen sind vor allem von den Termen $\sin(k_S \cdot a)$ bzw. $\sin(k_A \cdot a)$ abhängig. Über die Minima und Maxima der Sinusfunktionen ist es möglich, eine gezielte Modenwahl durchzuführen. Sofern Gleichung 5.8 für ganzzahlige $n \geq 1$ erfüllt ist, stellt sich ein Maximum der Amplitude der betrachteten Welle ein. Für $k_{S/A} \cdot a = n \cdot \pi$ wird hingegen die Dehnung bzw. Verformung zu Null, so dass der betrachtete Mode in diesem Fall nicht angeregt wird.

$$k_{S/A} \cdot a = \frac{\pi \cdot (2n-1)}{2} \quad (5.8)$$

Berücksichtigt man, dass $2a$ der Piezogröße entspricht und die Kreiswellenzahl definiert ist als $k_{S/A} = 2\pi / \lambda$ (siehe auch Gl. 3.7), so können diese Zusammenhänge folgendermaßen anschaulich gedeutet werden. Der jeweilige Wellenmode wird optimal bei Frequenzen angeregt, bei denen die Piezogröße einem ungeraden Vielfachen der halben Wellenlänge entspricht. Analog dazu ist eine Anregung nicht möglich, sofern die Piezogröße ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge beträgt.

Da die Wellengeschwindigkeiten und somit die Wellenlängen eines jeden Modes frequenzabhängig sind, ist genau hierüber die Selektion bzw. Bevorzugung einzelner Moden bei gleichzeitiger möglichst umfassender und effektiver Unterdrückung aller weiteren in diesem Frequenzbereich auftretenden Moden möglich.

Während die Terme $\sin(k_S \cdot a)$ bzw. $\sin(k_A \cdot a)$ in den Gleichungen 5.5 und 5.7 den Zusammenhang Wellenlänge zu Piezogröße berücksichtigen, dienen die Terme $N_{S/A}(k_{S/A}) / D'_{S/A}(k_{S/A})$ der Erfassung der Deformation über die Plattendicke des jeweiligen Wellenmodes. Wie ausführlich in Kap. 4.2 dargestellt, gilt bei Lamb-Wellen nicht die Bernoulli-Hypothese des Ebenbleibens der Querschnitte. Vielmehr gibt es einen einfach oder mehrfach gekrümmten Dehnungsverlauf über den Querschnitt. Die Performance eines an der Oberfläche applizierten Piezos ist deshalb auch stark davon abhängig, wie groß die Oberflächendehnung in x-Richtung der Platte im Vergleich zur maximalen Dehnung in x-Richtung ist. Abb. 5-8 stellt den Ausschnitt eines infolge einer S_0 -Welle bei 230 kHz deformierten 10 mm dicken Stahlblechs dar und verdeutlicht diesen Zusammenhang. Die Punkte auf der Blechoberfläche, also bei $z = \pm 5,0$ mm, erfahren im Gegensatz zu Punkten auf der Blechmittenebene eine sehr geringe Verschiebung in x-Richtung und eine kleine Dehnung nur infolge der Krümmung. In diesem Beispiel wäre folglich die Anregung des S_0 -Modes mit dieser Frequenz praktisch unmöglich, da die primär in x-Richtung erzeugte Ausdehnung des oberflächigen Aktuators auf keine entsprechende Verformungskomponente der S_0 -Welle trifft.

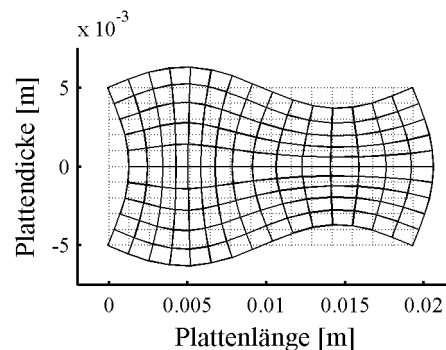


Abb. 5-8: S_0 -Welle bei 230 kHz in 10 mm Stahlblech

Abb. 5-9 zeigt die auf den jeweiligen Maximalwert bezogene Auswertung der Gleichung 5.7 für im Rahmen dieser Arbeit häufig verwendete Stahlbleche der Dicken 6 mm und 10 mm, unterteilt nach den beiden fundamentalen Moden S_0 und A_0 , für Frequenzen bis max. 250 kHz. Höhere Frequenzen werden in den Versuchen dieser Arbeit nicht genutzt und deshalb hier ebenfalls nicht weiter berücksichtigt. Beispielhaft dargestellt sind die Ergebnisse für drei unterschiedliche Aktuatorgrößen 12 mm, 20 mm und 30 mm.

Beim Stahlblech $t = 6$ mm und der Aktuatorgröße 20 mm (Abb. 5-9 a) ist gut erkennbar, dass bei ca. 100 kHz ein nahezu perfekter Anregungspunkt für den symmetrischen S_0 -Mode herrscht, da bei dieser Frequenz dieser Mode relativ kräftig bei gleichzeitiger Unterdrückung des A_0 -Modes angeregt wird. Niedrige Frequenzen von ca. 30 kHz sind bei dieser Blechdicke und Aktuatorgröße hingegen optimal für die A_0 -Anregung. Ebenso gut

eignet sich für den antisymmetrischen Mode auch eine Anregungsfrequenz von ca. 180 kHz, jedoch ist dort die Unterdrückung des symmetrischen S_0 -Modes nur moderat. Bei dieser höheren Frequenz von ca. 180 kHz entsteht allerdings ein weiteres prinzipbedingtes Problem, falls man (wie im Rahmen dieser Arbeit) die gleiche Piezogröße ebenfalls als Sensor zur Detektion der sich ausbreitenden A_0 -Wellen einsetzt. Die gut angeregte Welle kann nicht korrekt durch den Sensorpiezo erfasst werden. Ursache hierfür ist, dass bei 180 kHz die Wellenlänge kleiner als die Piezogröße ist. Die Piezogröße entspricht bei dieser Frequenz exakt $3 \cdot \lambda/2$. Folglich kann die Welle, wie bereits in Kap. 5.2.2 erläutert, nicht mehr mit einem PZT-Sensor dieser Größe gemessen werden. Allgemein lässt sich feststellen, dass alle Maxima nach dem ersten (zu genau einer halben Wellenlänge gehörenden) Maximum von diesem Umstand betroffen sind. Dieser Effekt ist hervorragend in Abb. 5-10 zu erkennen (Simulation des A_0 -Modes).

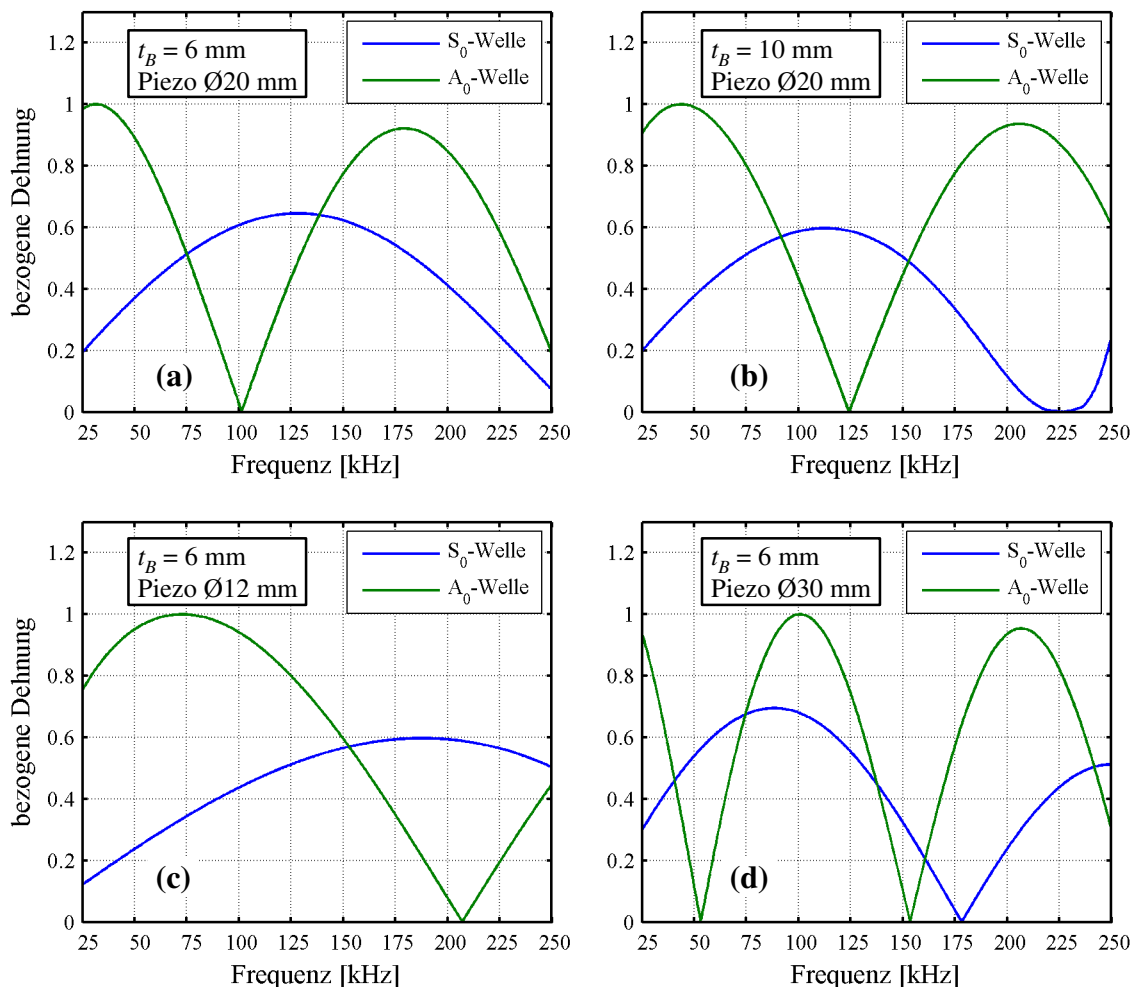


Abb. 5-9: Anregung des S_0 - und A_0 -Modes bei unterschiedl. Blechdicken und Aktuatorgrößen

Wird bei unveränderter Aktuatorgröße die Blechstärke von 6 mm auf 10 mm vergrößert, so erhält man ein Ergebnis wie in Abb. 5-9 b dargestellt. Diese Veränderung wirkt sich

unterschiedlich auf die beiden betrachteten Moden aus. Während der Kurvenverlauf der S_0 -Welle scheinbar gestaucht wird, verändert sich die Kurve der A_0 -Welle genau entgegengesetzt, sie erscheint gedehnt. Ursache hierfür ist eindeutig das stark unterschiedliche Dispersionsverhalten der beiden Moden. Bei Veränderung der Blechstärke besteht deshalb die Notwendigkeit, den Aspekt der Modenselektion neu zu betrachten.

Interessant ist des Weiteren der Einfluss der Aktuatorgröße. In Abb. 5-9 c und 5-9 d wird im Vergleich zu Abb. 5-9 a nur dieser Parameter variiert, die Blechdicke bleibt mit 6 mm konstant. Um mit einem relativ kleinen Aktuator eine kräftige Anregung zu erzielen, sind relativ hohe Frequenzen erforderlich (Abb. 5-9 c). Der Vergleich von Teilbild a und c zeigt, dass bei gleicher Blechdicke die Verringerung des Aktuatordurchmessers von 20 mm auf 12 mm eine Verschiebung des Optimalpunkts der S_0 -Anregung (in Kombination mit möglichst geringer A_0 -Anregung) von ca. $f = 100$ kHz auf ca. $f = 200$ kHz bewirkt. Das unterschiedliche dispersive Verhalten der betrachteten Plattenwellen führt zudem dazu, dass die Verschiebungen von Maxima und Minima der Dehnungen im betrachteten Frequenzbereich je nach Wellenmode unterschiedlich stark ausgeprägt ist. Im konkreten Beispiel (Abb. 5-9 a und c) verschiebt sich das A_0 -Minimum von 100 kHz auf 210 kHz. Hingegen ist die Verschiebung des S_0 -Maximum ca. 130 kHz auf 185 kHz weniger stark ausgeprägt.

5.4.1 Erweiterung auf runde PZT-Aktuatoren

Die bisher in diesem Kapitel 5.4 dargestellten Abhängigkeiten des „*Mode Tunings*“ entsprechend [GIUR2005B] beziehen sich auf einen ebenen Dehnungszustand, also der Annahme gleichen, ebenen Querschnitts in der nicht betrachteten dritten Dimension. Jedoch werden die im Rahmen dieser Arbeit genutzten runden PZT-Aktuatoren hierdurch nur unzureichend beschrieben. Die im Folgenden hergeleitete Erweiterung des mit den Gleichungen 5.5 und 5.7 beschriebenen Modells um einen weiteren Term trägt diesem Umstand Rechnung.

Der neue Ansatz zur Berücksichtigung der Aktuatorform und zweidimensionalen Wellenausbreitung besteht in der Gleichsetzung der Aktuatorflächen eines quadratischen Aktuators mit der Kantenlänge $2 \cdot a$ und eines runden Aktuators mit dem Radius r , siehe Gleichung 5.9.

$$(2a)^2 = r^2 \cdot \pi \quad \rightarrow \quad a = 0,5 \cdot \sqrt{\pi} \cdot r \quad (5.9)$$

Die Implementierung der Gl. 5.9 in Gl. 5.7 der Oberflächendehnung liefert Gl. 5.10.

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_x^*(x, t) \Big|_{z=d} = & -i \cdot \frac{\sqrt{\pi} \cdot r \cdot \tau_0}{2 \cdot \mu} \cdot \sum_{k_S} \left[\sin \left(k_S \cdot \frac{\sqrt{\pi} \cdot r}{2} \right) \cdot \frac{N_S(k_S)}{D_S^*(k_S)} \cdot e^{i(k_S \cdot x - \omega t)} \right] \\ & - i \cdot \frac{\sqrt{\pi} \cdot r \cdot \tau_0}{2 \cdot \mu} \cdot \sum_{k_A} \left[\sin \left(k_A \cdot \frac{\sqrt{\pi} \cdot r}{2} \right) \cdot \frac{N_A(k_A)}{D_A^*(k_A)} \cdot e^{i(k_A \cdot x - \omega t)} \right] \end{aligned} \quad (5.10)$$

Zur Validierung dieser Gleichung wurde eine Vielzahl von radialsymmetrischen FE-Simulationen durchgeführt, deren Eignung zur wirklichkeitstreuen Beschreibung der geführten Wellenausbreitung in Kap. 6.3 belegt wird. Die Simulationen erfolgten an einem zur Vermeidung von Reflexionen im Sensorsignal ausreichend großen Modell mit einer feinen Elementierung (1 mm Elementkantenlänge). Die Piezodicke betrug 500 μm , als Material wurde PIC255 gewählt. Im Abstand von 700 mm vom Anregungszentrum wurde ein Sensorpiezo mit identischen Abmessungen und Materialeigenschaften wie der Aktuatorpiezo modelliert, da diese Konstellation gleicher Aktuator-/Sensorabmessungen in allen realen Versuchen dieser Arbeit auftritt. Ausgewertet wurde das elektrische Sensorsignal als integraler Wert (siehe Kap. 5.2.2).

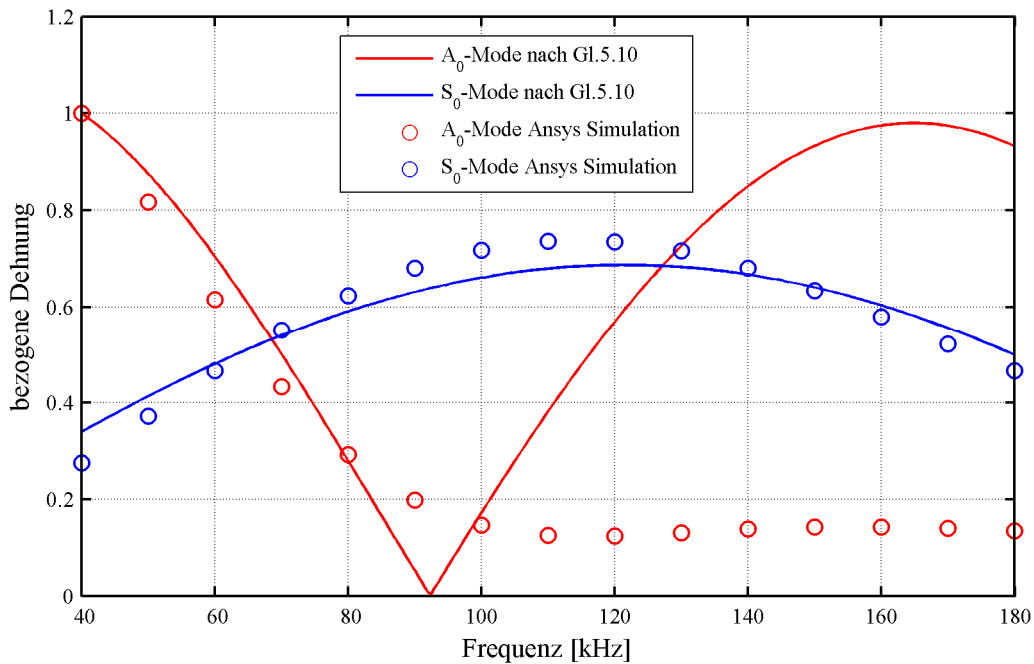


Abb. 5-10: Anregung mit Berücksichtigung runder PZT-Form, Vergleich mit *Ansys*-Ergebnissen, 6 mm Stahlblech, Piezo \varnothing 24 mm

Die Zeitsignale aller FE-Simulationen werden für die Signalfrequenzen von 40 kHz bis 180 kHz mit Hilfe der Dispersionskompensation (siehe Kap. 7.5) sowohl für den S_0 als auch den A_0 -Mode in den Wegbereich transformiert und dabei gleichzeitig die Dispersion (siehe Kap. 4.3) rechnerisch kompensiert. Abb. 5-10 und Abb. 5-11 stellen die normierten

Maximalwerte über die genannten Frequenzen für die in den realen Versuchen (siehe Kapitel 8, Kapitel 9 und Kapitel 10) verwendeten Blechdicken 10 mm (mit Piezo Ø 20 mm) sowie 6 mm (mit Piezo Ø 24 mm \approx 25 mm) dar. Die Simulationsergebnisse werden den mit Gl. 5.10, also unter Berücksichtigung der runden Piezoform, berechneten Kurven zum Vergleich gegenübergestellt.

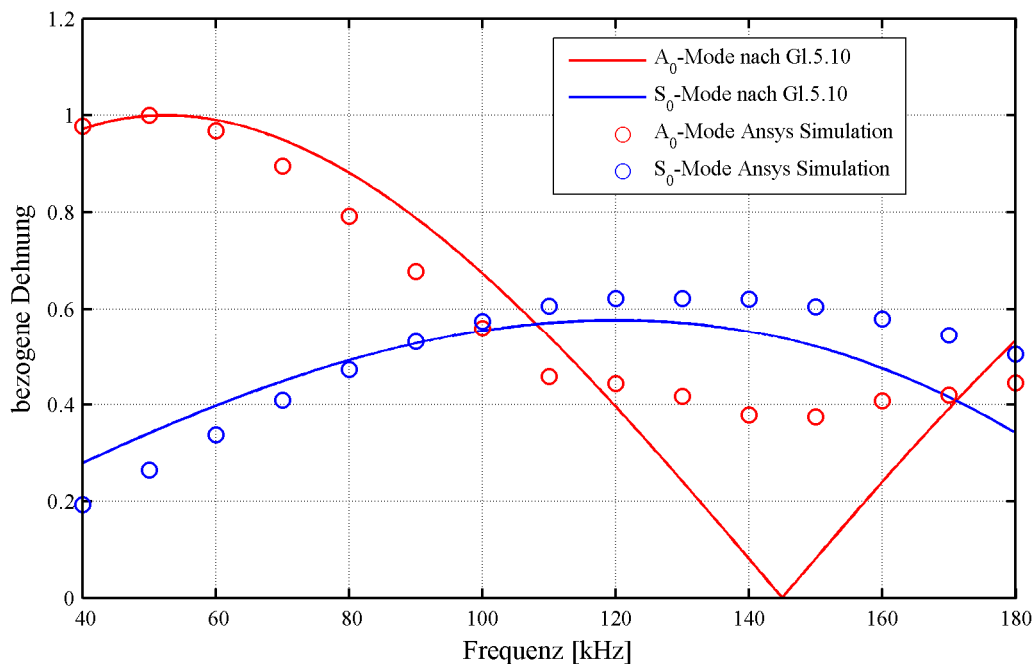


Abb. 5-11: Anregung mit Berücksichtigung runder PZT-Form, Vergleich mit *Ansys*-Ergebnissen, 10 mm Stahlblech, Piezo Ø 20 mm

Aus den Abbildungen lässt sich (mit Ausnahme des A_0 -Modes in Abb. 5-10) eine sehr gute Übereinstimmung der *Ansys*-Simulationsergebnisse mit den Ergebnissen der Gleichung 5.10 erkennen. Insbesondere die Lagen der Maxima und Minima im Frequenzbereich stimmen sehr gut überein.

Leichte Abweichungen sind dadurch bedingt, dass die theoretisch hergeleiteten Gleichungen für eine monofrequente Anregung an einem unendlich ausgedehnten System gelten. Die *Ansys* Ergebnisse sind zwar an einem in Hinblick auf ungewollte Randreflexionen ausreichend ausgedehnten System ermittelt worden, jedoch mit einem zeitlich begrenzten kurzen Wellenzug bestehend aus drei gefensterten Sinuswellen (Hanning-Fenster), siehe auch Kap. 7.2.

Die in Abb. 5-10 auffallend starke Abweichung der simulierten von den analytischen Ergebnissen des A_0 -Modes für Frequenzen oberhalb von ca. 90 kHz ist auf den bereits erläuterten sensorseitigen Effekt zurückzuführen, dass die Wellenlänge zu klein bezogen auf die Sensorgröße wird, siehe auch Kap. 5.2.2. Bei $f \approx 90$ kHz entspricht die Piezogröße

(unter Berücksichtigung des eigenen Ansatzes für die runde Piezoform) genau zwei halben Wellenlängen. Wie bereits erläutert, findet in diesem Zustand keine Anregung des entsprechenden Modes statt. Bei Erhöhung der Frequenz verringert sich die Wellenlänge weiter, die messtechnische Erfassung der Oberflächendehnung mit dem Sensorpiezo wird unsinnig und falsch. Konsequenterweise kommt es zu einer Reduktion der Amplituden. Die FE-Simulationen mit PZT-Sensoren berücksichtigen zwangsläufig diese Auswirkung, die Kurve nach Gl. 5.10 jedoch nicht.

Es lässt sich zusammenfassend feststellen, dass generell bei der Wahl einer Piezogröße und eines Frequenzbereiches darauf zu achten ist, nur Frequenzen unterhalb des ersten Nullpunkts der Einzelterme der Gleichung 5.10 zu wählen, sofern die Wellendetektion ebenfalls mit PZT-Elementen gleicher Größe erfolgen soll.

Mit Hilfe der entwickelten und validierten Gleichung 5.10 ist es für alle Moden möglich, optimale Anregungspunkte im Frequenzbereich in Abhängigkeit der geometrischen Randbedingungen zu finden. Als optimal kann hierbei natürlich auch die gezielte Nicht-Anregung eines Modes gelten.

5.4.2 Berücksichtigung der stromflussgesteuerten Aktuatoranregung

In allen durchgeführten Versuchen erfolgte die hochfrequente Anregung der PZT-Aktuatoren über die Steuerung des Stromflusses wie bereits in Kap. 2.3.3 beschrieben. Ziel ist in der Regel, die größtmögliche Reichweite der geführten Wellen zu erhalten. Deshalb erfolgt die elektrische Anregung ebenfalls mit dem größtmöglichen Signal, im Fall des verwendeten Hybridverstärkers also mit dem für alle Signalfrequenzen konstanten Maximalwert des Stromflusses. Die Steuerung der elektrischen Ladung der Piezos als Ergebnis der Integration des vorgegebenen Stromflusses über die Zeit bringt jedoch die Eigenschaft mit sich, dass die maximal erreichbare Piezoaufladung frequenzabhängig ist. Mit steigender Frequenz sinkt die maximale Ladung und somit die elektrische Spannung am Piezo aufgrund der kürzeren Integrationszeit. Unter Vernachlässigung des bei dieser Betrachtung unwesentlichen Einflusses der Nichtlinearitäten zwischen Piezospaltung und Piezodeformation (siehe Abb. 2-13) gilt der gleiche Zusammenhang auch zwischen der spannungsinduzierten Piezoverformung und der Signalfrequenz.

Dieser zusätzliche Aspekt der Ladungssteuerung mit für alle Frequenzen konstanter Maximalamplitude des Stromflusses kann ebenfalls bei der selektiven Modenanregung berücksichtigt werden. Die Integration der Gleichung 5.11 (aus [PIEZ2004]) in Gleichung 5.10 liefert Gleichung 5.12.

$$U_{\max} = 2 \cdot \frac{I_{\max}}{\omega \cdot C} \quad (5.11)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_x^{**}(x, t) \Big|_{z=d} = & -i \cdot \frac{I_{\max} \cdot \sqrt{\pi} \cdot r \cdot \tau_0}{\omega \cdot C \cdot \mu} \cdot \sum_{k_S} \left[\sin \left(k_S \cdot \frac{\sqrt{\pi} \cdot r}{2} \right) \cdot \frac{N_S(k_S)}{D_S(k_S)} \cdot e^{i(k_S \cdot x - \omega t)} \right] \\ & - i \cdot \frac{I_{\max} \cdot \sqrt{\pi} \cdot r \cdot \tau_0}{\omega \cdot C \cdot \mu} \cdot \sum_{k_A} \left[\sin \left(k_A \cdot \frac{\sqrt{\pi} \cdot r}{2} \right) \cdot \frac{N_A(k_A)}{D_A(k_A)} \cdot e^{i(k_A \cdot x - \omega t)} \right] \end{aligned} \quad (5.12)$$

Abb. 5-12 und Abb. 5-13 stellen die Kurven aus Abb. 5-10 und Abb. 5-11 ergänzt um den geschilderten Einfluss der Stromflusssteuerung entsprechend Gl. 5.12 dar. Zur Verdeutlichung der Auswirkungen sind die bereits bekannten Kurven basierend auf Gl. 5.10 sowie der reine stromsteuerungsbedingte und auf 40 kHz bezogene Abminderungsterm ebenfalls in Abb. 5-12 und Abb. 5-13 enthalten. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass aufgrund der beschriebenen theoretischen Hintergründe in allen Fällen mit steigender Frequenz die Oberflächendehnung der Platte deutlich absinkt.

Bei einer konventionellen Piezoansteuerung mittels eines reinen Spannungsverstärkers, der unabhängig von der gewählten Signalfrequenz immer eine identische elektrische Spannungsamplitude anstrebt und dahingehend den Stromfluss anpasst, erübrigen sich die Betrachtungen dieses Kapitels, es gilt weiterhin die Anregung entsprechend Gleichung 5.10.

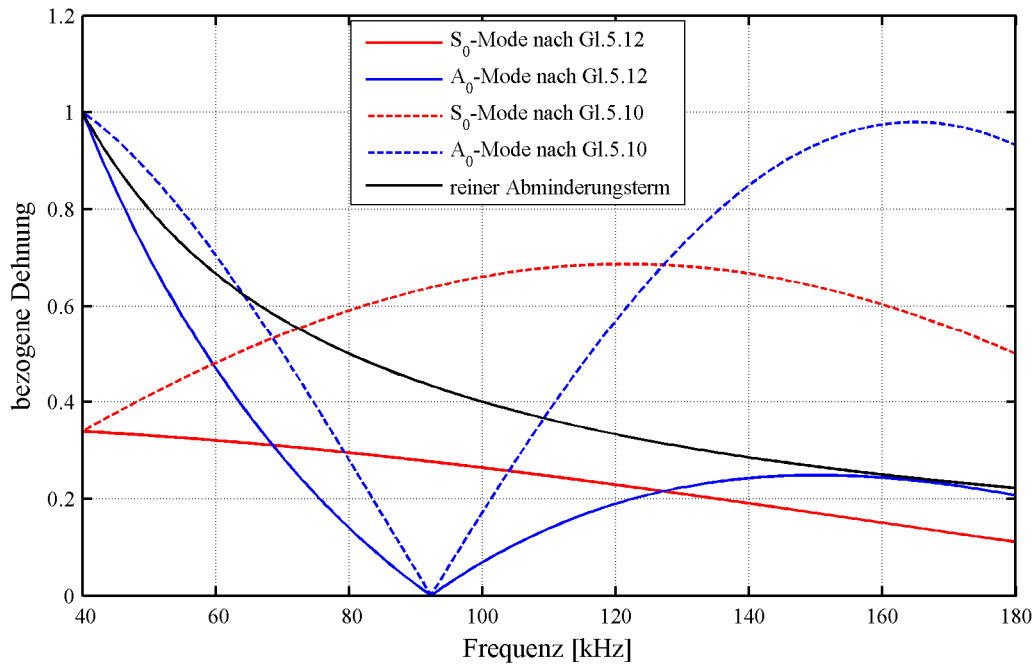


Abb. 5-12: Anregung mit Berücksichtigung runder PZT-Form und Stromflusssteuerung, 6 mm Stahlblech, Piezo Ø 24 mm

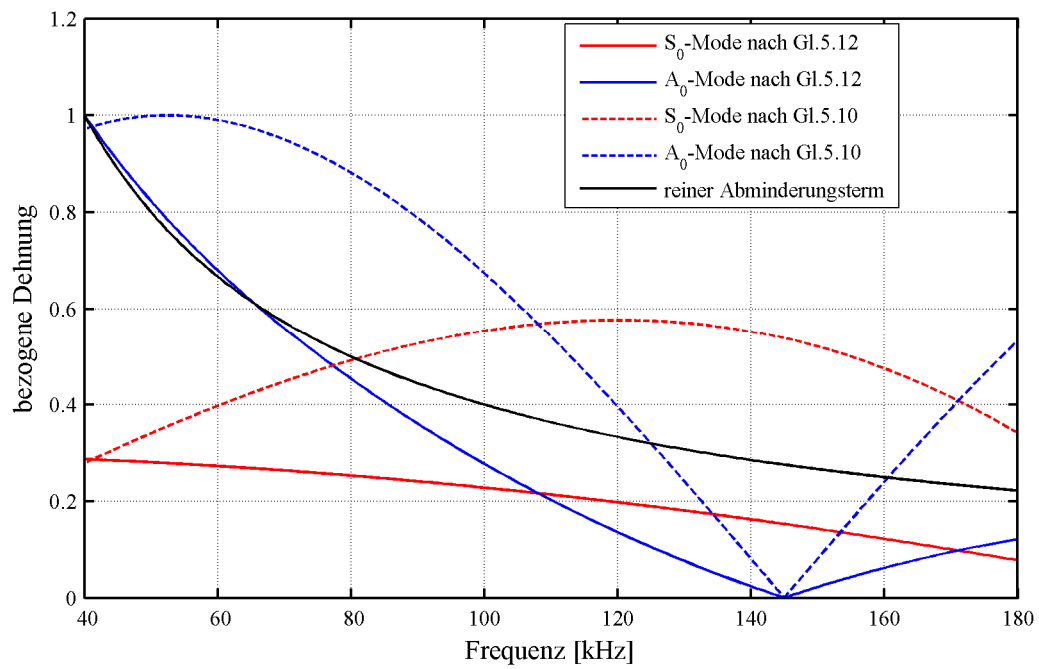


Abb. 5-13: Anregung mit Berücksichtigung runder PZT-Form und Stromflusssteuerung, 10 mm Stahlblech, Piezo Ø 20 mm

Kapitel 6

Numerische Simulation der Lamb-Wellen Ausbreitung

6.1 Unterschiedliche Simulationsvarianten

Die numerische Simulation der Lamb-Wellen-Ausbreitung in flächigen Strukturen wird in der vorliegenden Arbeit vielfach genutzt. Wesentliche Gründe hierfür sind einerseits die im Vergleich zu realen Versuchen deutlich schnellere Durchführung von Parameterstudien, andererseits die visuelle Verdeutlichung der Wellenausbreitung (siehe z.B. Abb. 6-2) insbesondere bei komplexen Strukturen und nicht ohne weiteres anschaulich nachvollziehbaren Mehrfachreflexionen.

Eine Reihe unterschiedlicher numerischer Berechnungsverfahren kann hierbei für die Modellierung der Wellenausbreitungsphänomene genutzt werden. Das Finite-Differenzen-Verfahren (FD, z.B. [YADA2006]) und die Finite-Element-Methode (FEM) werden bereits seit Jahrzehnten für die Wellensimulation genutzt. Des Weiteren kann die Modellierung akustischer Wellen in Festkörpern auch mit der Randelement-Methode (BEM) erfolgen, die ihre Stärken allerdings vorwiegend bei der Modellierung nur einseitig begrenzter Strukturen hat, für geführte Plattenwellen ist sie jedoch weniger geeignet [LEE2003B].

Als leistungsfähige Alternativen vor allem zur FE-Modellierung der Plattenwellen wurden in den letzten Jahren die Spectral-Element-Method (SEM, siehe z.B. [FRAN2006]) sowie die elastodynamische finite Integrationstechnik (EFIT, siehe z.B. [KUDE2007, ZAK2006]) entwickelt. Beide Techniken zeichnen sich in erster Linie durch die im Vergleich zur FEM kürzeren Rechenzeiten aus. Nachteilig an diesen alternativen Simulationsmöglichkeiten ist, dass die Implementierung der piezoelektrischen Materialeigenschaften sowie die Modellierung komplexer dreidimensionaler Strukturen nicht problemlos möglich sind.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird deshalb ausschließlich das Programm *Ansys* (FE-Methode mit impliziter Zeitintegration) zur Simulation der Lamb-Wellen-

Ausbreitung genutzt. Auf die unterschiedlichen Modellierungsvarianten wird im folgenden Kapitel näher eingegangen.

6.2 Modellierung mit *Ansys*

Das FE-Programm *Ansys* [ANSY2007], dessen Versionen 10 und 11 im Rahmen dieser Dissertation genutzt wurden, bietet den Vorteil, die piezoelektrischen Eigenschaften eines Werkstoffs direkt als sog. „*Direct Coupled-Field Analysis*“ zu berücksichtigen. Hierdurch ist es möglich, sowohl die PZT-Aktuatoren als auch die PZT-Sensoren direkt zu modellieren und „Behelfslösungen“ wie die Temperaturendeckung im Aktuatorbetrieb bzw. die nachträgliche Dehnungsauswertung der Sensoren zu vermeiden. Für eine *Direct Coupled-Field Analysis* geeignete Elementtypen, die die Kopplung elastischer und dielektrischer Eigenschaften eines Festkörpers bieten, werden im Fall einer dreidimensionalen Volumenmodellierung das Element SOLID5 und im Fall einer radialsymmetrischen zweidimensionalen Modellierung das Element PLANE13 gewählt, siehe [ANSY2007]. Zusätzlich zu den drei bzw. zwei Verschiebungsfreiheitsgraden UX, UY (und UZ) eines Knotenpunkts weist jeder Knoten der genannten Elementtypen als weiteren Freiheitsgrad zur Berücksichtigung der Piezoelektrizität die elektrische Spannung VOLT auf. *Ansys* modelliert hierbei das piezoelektrische Material ohne Berücksichtigung des in Abb. 2-13 dargestellten nichtlinearen und hystereseebehafteten Zusammenhangs zwischen angelegter elektrischer Spannung und resultierender Piezoverformung. Stattdessen wird ein einfacher linearer Zusammenhang entsprechend den in Kap. 2.2 angegebenen Gleichungen berücksichtigt.

Aufgrund dieser in *Ansys* linearen Modellierung der Piezoelektrizität wirkt sich bei den realen Versuchen die im Kap. 2.3.3 näher erläuterte Verwendung eines Hybrid-Verstärkers mit Stromflusssteuerung anstelle einer konventionellen Spannungsverstärkung äußerst vorteilhaft aus. Bedingt durch die nahezu vollständige Vermeidung der genannten Hysterese infolge der Stromsteuerung sind die realen Wellenanregungen direkt mit den *Ansys*-Simulationen vergleichbar.

Wie in Kap. 2.2 erläutert, können die piezoelektrischen Grundgleichungen mit insgesamt 10 unabhängigen Parametern auf unterschiedliche Weise formuliert werden. In *Ansys* erfolgt im Regelfall die Definition der Materialeigenschaften des piezoelektrischen Werkstoffs über die sog. „*Stress-Charge-Form*“, also über die Permittivitätsmatrix ϵ^S (Gl. 2.2), die elastische Steifigkeitsmatrix c^E (Gl. 2.6) und die piezoelektrische Kopplungsmatrix e (Gl. 2.15). Wie in den meisten Versuchen wird auch in den *Ansys*-Simulationen der Werkstoff PIC255 gewählt, siehe Kap. 2.2.1. Anhang D enthält den für die Materialdefinition dieser Keramik erforderlichen *Ansys*-Quellcode. Dabei sind unbedingt die Unterschiede in der Definition der Zeilen- und Spaltenreihenfolge der einzelnen

Matrizen zwischen *Ansys* und dem allgemeinen „ANSI/IEEE Standard 176-1987“ zu beachten (siehe hierzu [ANSY2007]).

Zur ausreichend genauen Modellierung von Wellenausbreitungsphänomenen mit der FE-Methode besonders in Hinblick auf die Simulation hoher Signalfrequenzen und damit verbunden kleiner Wellenlängen gilt es, entsprechende Randbedingungen der maximalen Größe des Zeitschritts der numerischen Integration sowie der maximalen FE-Elementkantenlänge zu berücksichtigen.

Für die größte zulässige Elementkantenlänge l_K finden sich in der Fachliteratur unterschiedliche Angaben. Häufig wird 1/10 [BEAD2005] der kleinsten auftretenden Wellenlänge gefordert, in manchen Arbeiten [MOSE1999, STEL2000] jedoch auch der strengere Grenzwert von 1/20 der Wellenlänge, siehe Gl. 6.1. Eine dieser Vorgabe entsprechende Kantenlänge muss zusätzlich nach weiteren Gesichtspunkten beurteilt werden. Insbesondere bei der Modellierung von dünnen Platten zeigt die im Laufe der Projektbearbeitung gewonnene Erfahrung, dass zur präzisen Simulation von Lamb-Wellen mindestens 3 Elemente über die Blechdicke anzuordnen sind.

$$l_K \leq \frac{\lambda_{\min}}{20} \quad (6.1)$$

Hinsichtlich der Zeitschrittwahl bei impliziten Verfahren existieren ebenfalls Grenzwerte, die zur Erzielung möglichst präziser Ergebnisse einzuhalten sind. So wird in [MOSE1999] vereinfacht als Obergrenze für den Zeitschritt Δt pauschal 1/20 des Kehrwerts der maximalen Frequenz gefordert, während [STEL2000] diese Obergrenze entsprechend Gl. 6.2 in Abhängigkeit der Elementkantenlänge l_K nach Gl. 6.1 und der Wellengeschwindigkeit c definiert.

$$\Delta t < \frac{l_K}{3 \cdot c} \quad (6.2)$$

Zu beachten ist jedoch, dass die Reduzierung der Zeitschrittgröße zwangsläufig die Zeitschrittzahl für das gewählte Zeitintervall erhöht. Bei linearen Gleichungslösern besteht hierbei ein linearer Zusammenhang zum Rechenaufwand. Eine Verkleinerung der Elementgröße bewirkt allerdings eine drastischere Verlängerung der Rechenzeit. Die Halbierung der Kantenlänge bei einer 3D-Modellierung führt (näherungsweise) zu einer Erhöhung der Knotenanzahl und somit auch der zu bestimmenden -freiheitsgrade um den Faktor 8. Die Elementgröße sollte deshalb nicht unnötig klein, sondern möglichst präzise auf die höchste zu erwartende Frequenz bzw. kleinste auftretende Wellenlänge abgestimmt sein.

Wie bereits angedeutet, bestehen unterschiedliche Möglichkeiten der FE-Simulation der piezoinduzierten Wellenausbreitung. Universell einsetzbar, aber auch am zeitaufwändig-

sten ist die Modellierung von wellenführender Struktur und PZT-Elementen als 3D-Volumenmodell (Kap. 6.2.1). Die Struktur deutlich vereinfachend und nur in Sonderfällen nutzbar, allerdings mit erheblich kürzeren Rechenzeiten, ist die radialsymmetrische 2D-Modellierung (Kap. 6.2.2).

6.2.1 Modellierung mit Volumenelementen

Die einerseits präziseste aber andererseits rechenaufwändigste Variante ist eine vollständige 3D-Modellierung der gesamten Struktur einschließlich aller PZT-Elemente.

Hierbei werden die kreisrunden PZT-Aktuatoren und -Sensoren durch im Vergleich zur Kreisform möglichst flächengleiche und an das FE-Raster angepasste Formen, wie beispielsweise in Abb. 6-1 zu sehen, modelliert. Dieses Piezo-Volumenmodell bietet den Vorteil, auch Querdehneffekte hinreichend genau zu erfassen, die mit einer radialsymmetrischen 2D-Modellierung entsprechend Kap. 6.2.2 nicht korrekt berücksichtigt werden können. Die Anbindung der PZT-Elemente an die Grundstruktur erfolgt über die Koppung der drei Verschiebungsfreiheitsgrade eines jeden Piezoknotens an den darunter liegenden Knoten der Plattenoberfläche.

Im Aktuatorbetrieb erhalten alle oberseitigen Knoten des Piezos entsprechend dem Anregungssignal eine Vorgabe der elektrischen Spannung, siehe Abb. 6-1 links. Hingegen weisen die Einzelknoten im Sensorbetrieb aufgrund der nicht identischen Deformation des gesamten PZT-Körpers unterschiedliche elektrische Spannungen auf, siehe auch Abb. 5-4 und Abb. 6-1 rechts. Ausgewertet wird im simulierten Sensorbetrieb der Mittelwert aller elektrischen Spannungswerte der Einzelknoten der Piezooberfläche, was wie bereits in Kap. 5.2.2 erläutert der Erfassung nur eines Spannungswerts im realen Versuch entspricht.

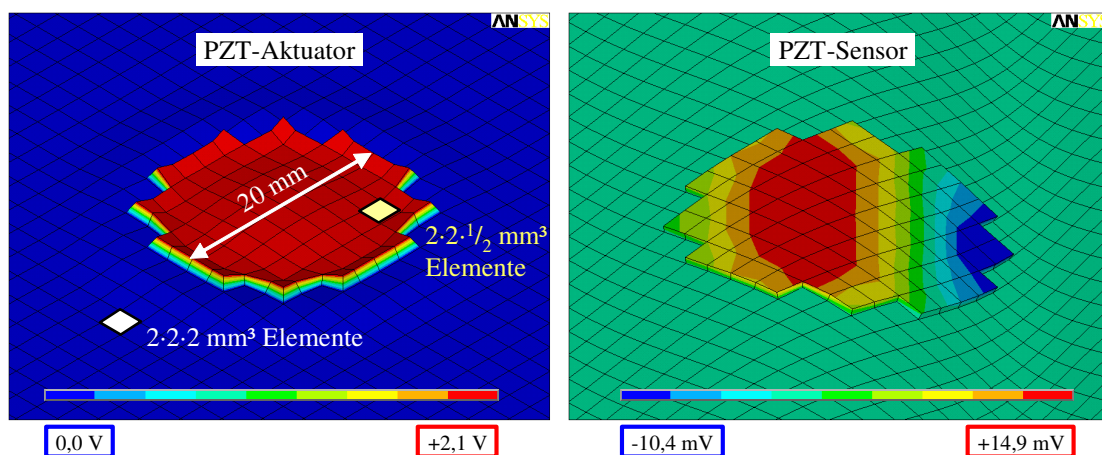


Abb. 6-1: Volumenmodellierung der PZT-Aktuatoren und –Sensoren

Falls möglich sollte zur Reduzierung der Rechenzeit versucht werden, Symmetrien des Systems auszunutzen. Beide in Abb. 6-2 dargestellten Simulationen zeigen jeweils ein Viertel einer quadratischen Platte mit der Kantenlänge 2,40 m und mittig appliziertem Aktuator, wobei das 10 mm dicke Gesamtblech unter Ausnutzung von zwei Symmetrieebenen im Rechenmodell auf 1,20 m Kantenlänge reduziert wird. Zur weiteren Verringerung der FE-Systemgröße wird im rechten Teil der Abb. 6-2 eine zusätzliche Symmetriebedingung in Blechmittelebene angesetzt. Folglich wird nur noch ein Blech mit der Dicke 5 mm modelliert, was zur Folge hat, dass antimetrische Wellenmoden nicht mehr simuliert werden können. Der symmetrische S_0 -Mode wird hingegen weiterhin korrekt abgebildet, siehe hierzu auch den Vergleich der Sensorsignale in Kap. 6.3. Die Ausnutzung einer Symmetrie in der xz-Ebene ist mit einer Aktuatorapplikation sowohl an der Blechober- als auch der Blechunterseite an identischer xz-Position gleichzusetzen. Dieser Zustand lässt sich jedoch nur im Rechenmodell exakt herstellen. Reale, hier nicht weiter dargestellte Versuche zeigen, dass diese auch als eine Art Modenselektion (siehe Kap. 5.4) zu bezeichnende Vorgehensweise aufgrund von kleinen Ungenauigkeiten bei der Positionierung sowie Streuungen der Eigenschaften der PZT-Elemente und Klebschicht lediglich eine Unterdrückung, jedoch keine Vermeidung des A_0 -Modes bewirkt.

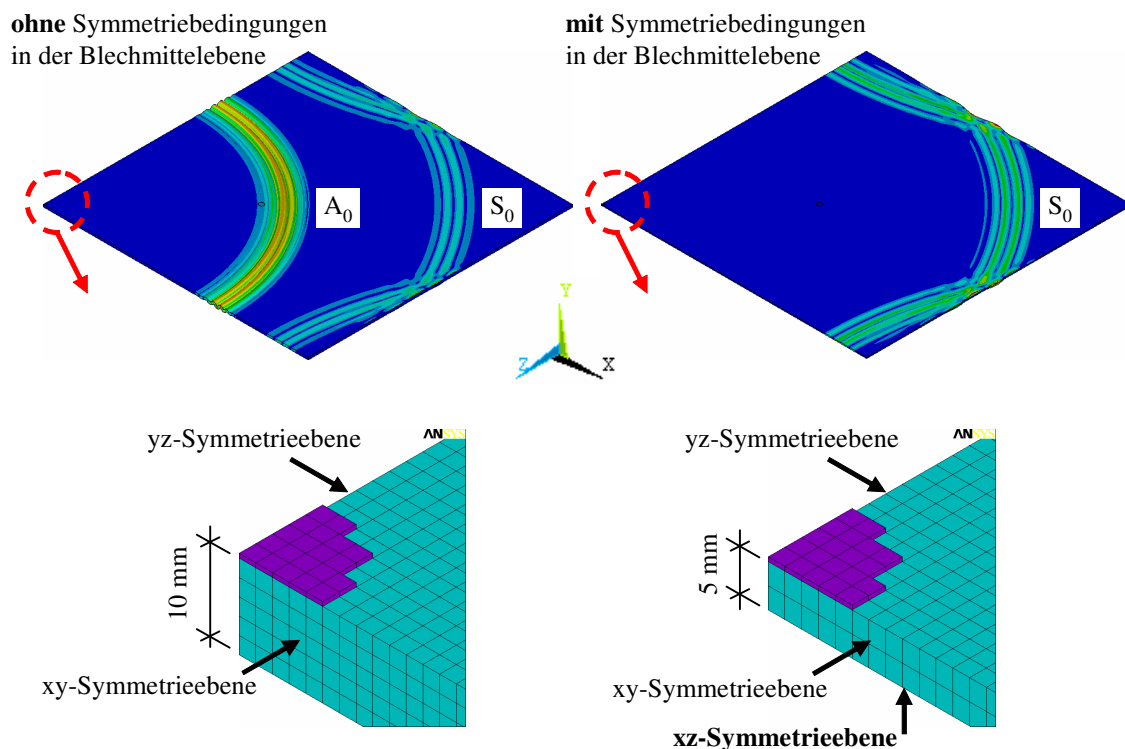


Abb. 6-2: FE-Simulation der Wellenausbreitung, Ausnutzung der Symmetrie

6.2.2 Radialsymmetrische 2D-Modellierung

Die um ein Vielfaches schnellere Alternative zur Simulation eines Volumenmodells ist die in Abb. 6-3 dargestellte zweidimensionale radialsymmetrische Modellierung. Diese ist allerdings nur in Sonderfällen wie z.B. Parameterstudien zum Einfluss unterschiedlicher Piezoparameter auf die erzeugten Lamb-Wellen sinnvoll einsetzbar (siehe z.B. Kap. 5.4.1).

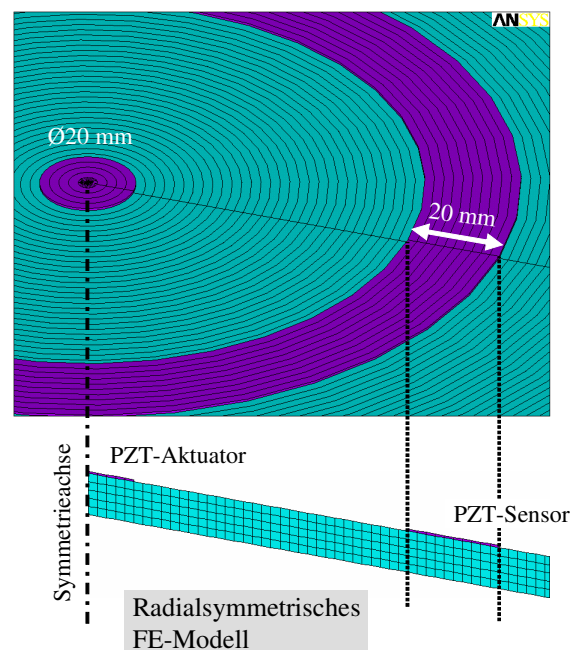


Abb. 6-3: radialsymmetrische FE-Modellierung

Abgesehen davon, dass die wenigsten für Strukturüberwachungen interessanten Bauwerke oder Bauteile runde Platten mit mittigem Aktuator sind, ist vor allem die Modellierung der Sensoren problematisch. Statt der in Abb. 6-1 dargestellten Einzelsensoren mit näherungsweise runder Form entsprechen die Sensoren bei der radialsymmetrischen Modellierung Sensor-Ringen. Die radialsymmetrische Expansion des Systems in Abb. 6-3 zeigt einen solchen Sensor-Ring. Das simulierte Sensorsignal hat folglich zwei Fehlerquellen:

- Fälschlicherweise entspricht die 2D-Modellierung einem ebenen Dehnungszustand, die Querdehnung bei radialsymmetrischer Modellierung ist vollständig behindert.
- Die Mittelwertbildung der elektrischen Spannungen der FE-Knoten an der Sensoroberseite berücksichtigt alle Knoten gleichermaßen, was im Widerspruch zur realen runden Form steht.

Die zuerst genannte Fehlerquelle ist auch im Zuge einer Nachlaufrechnung nicht kompensierbar, hingegen kann die zweite durch die Einführung von Wichtungsfaktoren für jeden Knoteneinzelwert in Abhängigkeit seiner Einzugsfläche (bezogen auf einen realen runden Sensor) korrigiert werden. Abb. 6-4 stellt skizzenhaft das Prinzip sowie die berechneten Wichtungsfaktoren am Beispiel eines Piezos $\varnothing 20$ mm und der Elementkantenlänge $l_K = 2$ mm dar.

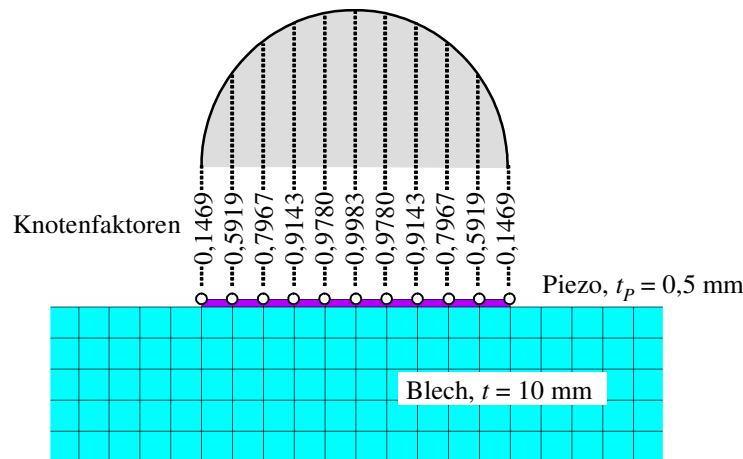


Abb. 6-4: Wichtungsfaktoren der Sensorknoten am Beispiel

Die mit diesen Knotenfaktoren erreichbaren simulierten Messsignale sind dem Kap. 6.3 zu entnehmen und zeigen im Vergleich zu der Volumenmodellierung (wie auch „echten“ Messwerten) gute Ergebnisse.

Generell lässt sich das Problem der fehlerbehafteten simulierten PZT-Sensorsignale umgehen, wenn alternativ zu den PZT-Sensoren andere FE-Berechnungsergebnisse wie z.B. die Teilchenauslenkungen des Blechs ausgewertet werden.

6.3 Validierung am realen Versuch

Bei allen numerischen Simulationen der piezoinduzierten Ausbreitung von Lamb-Wellen stellt sich die Frage, wie genau die Wirklichkeit hierdurch wiedergegeben wird. Im Folgenden werden deshalb drei *Ansys* Simulationen den aus einem realen Versuch gewonnenen Messsignalen gegenübergestellt.

Sowohl in den drei FE-Modellen als auch im realen Versuch werden PIC255-Piezoelemente $\varnothing 20$ mm, $t_P = 0,5$ mm verwendet. Das Anregungssignal besteht aus drei Sinuswellen 70 kHz, die mit einem Hanning-Fenster multipliziert werden.

Der Versuchskörper aus Stahlblech $t = 10$ mm ist in Abb. 6-5 dargestellt. Hierbei wurde der Abstand zwischen Aktuator und Sensor ausreichend groß gewählt, so dass sowohl der Durchgang der direkten S_0 - als auch der direkten A_0 -Welle erfasst werden bevor die ersten reflektierten Wellen am Sensor eintreffen. Nachträglich werden die gemessenen Zeitsignale digital mit einem IIR-Bandpassfilter (siehe Kap. 7.3) bearbeitet, um einerseits hochfrequentes Rauschen und andererseits niederfrequente Schwingungen des Bauteils aus den Messsignalen herauszufiltern.

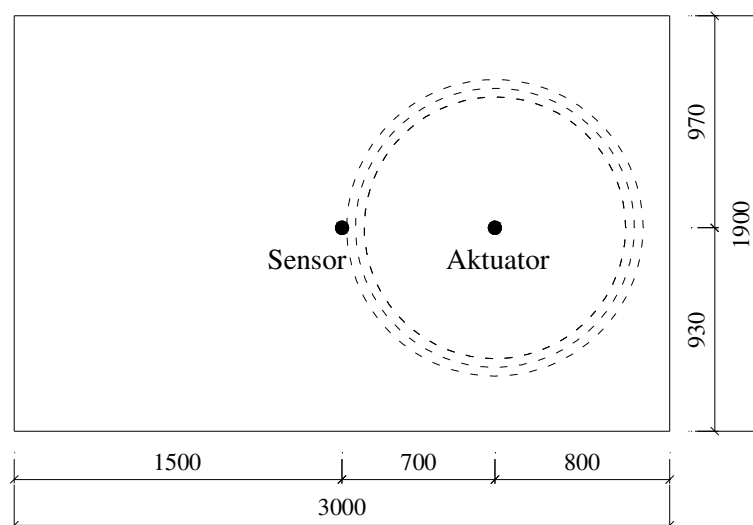


Abb. 6-5: Versuchskörper (Stahlblech 10 mm) für reale Messsignale

Abb. 6-6 zeigt das System der beiden im Folgenden betrachteten Volumenmodellierungen entsprechend Kap. 6.2.1. Die Signallaufstrecke beträgt hier 699 mm (≈ 700 mm), die Blechränder sind ausreichend weit von den Piezoelementen zur Vermeidung reflektierter Wellen im Sensorsignal entfernt. Beide Volumenmodelle nutzen die in Abb. 6-6 dargestellten zwei Symmetrieebenen, so dass lediglich ein Viertel der Gesamtfläche modelliert wird. Der Unterschied der zwei Volumenmodelle liegt in der Nutzung der bereits in

Kap. 6.2.1 erwähnten Symmetrie in der Plattenmittelebene. In Modell A wird die Platte in Dickenrichtung mit 5 Elementen der Dicke 2 mm modelliert, in Modell B die halbe Plattendicke mit 2 Elementen á 2,5 mm (siehe hierzu auch Abb. 6-2). Aus Gründen der Vergleichbarkeit wird in Modell B die Amplitude des Anregungssignals halbiert, da sich ein fiktiver zweiter Aktuator an der gedanklich gespiegelten Plattenunterseite befindet. Die dritte Simulation C entspricht der in Abb. 6-3 gezeigten radialsymmetrischen 2D-Modellierung mit Sensorknoten-Wichtungsfaktoren, wobei der Abstand der Aktuatormitte zur Sensormitte 700 mm beträgt.

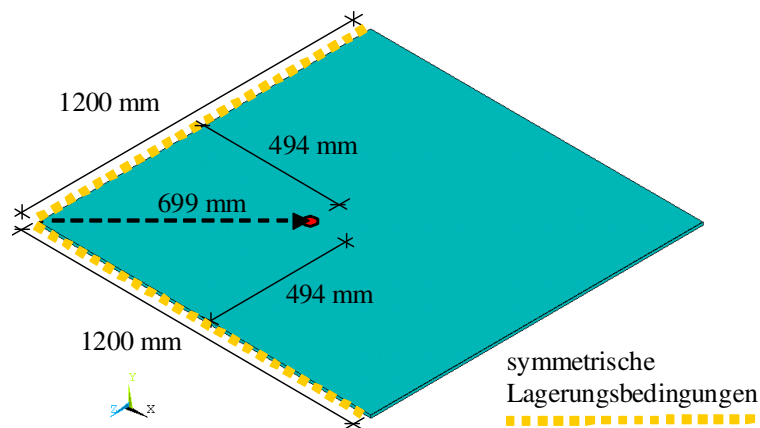


Abb. 6-6: System für Volumenmodelle

In den Modellen A und C, in denen auch die langsamere A_0 -Welle auftritt, beträgt die Zeitschrittweite aller FE-Simulationen $2,5 \cdot 10^{-8}$ s und die maximale Elementkantenlänge 2,0 mm. Bei der in dieser Gegenüberstellung gewählten Signalfrequenz von 70 kHz beträgt die Phasengeschwindigkeit der A_0 -Welle in einem 10 mm Stahlblech $c_{A0} = 2122$ m/s, was zu einer Wellenlänge von 30,3 mm führt. Die minimale Wellenlänge entspricht also dem ca. 15fachen Wert der Elementkantenlänge. Das Kriterium bezüglich der Elementgröße nach Gl. 6.1 ist damit näherungsweise erfüllt. Der gewählte Simulationszeitschritt erfüllt problemlos das Kriterium nach Gl. 6.2.

Abb. 6-7 stellt die simulierten Zeitsignale des Sensors der drei FE-Modelle den gefilterten realen Messwerten gegenüber. Im Zeitbereich um $1,5 \cdot 10^{-4}$ s trifft die S_0 -Welle als schnellere der beiden Lamb-Wellen an den Sensoren ein. Ein Vergleich der Signalverläufe in diesem Bereich zeigt eine hervorragende Übereinstimmung hinsichtlich der Signallaufzeiten, der für die Schadensdetektion in den folgenden Kapiteln wichtigsten Eigenschaft der Wellenausbreitung. Auch die Amplituden aller Signale sind sehr ähnlich. Etwas größere, aber immer noch gut tolerierbare Abweichungen weisen die A_0 -Wellen der unterschiedlichen Simulationen bzw. der realen Messung im Zeitbereich um $2,5 \cdot 10^{-4}$ s auf. Hierbei ist die Volumenmodellierung hinsichtlich Signallaufzeit und Amplitude weiterhin fast deckungsgleich mit der Realität, wohingegen die radialsymmetrische

Modellierung zu einer etwas schnelleren Ausbreitungsgeschwindigkeit führt. Die Diskrepanzen bleiben aber im tolerierbaren Bereich.

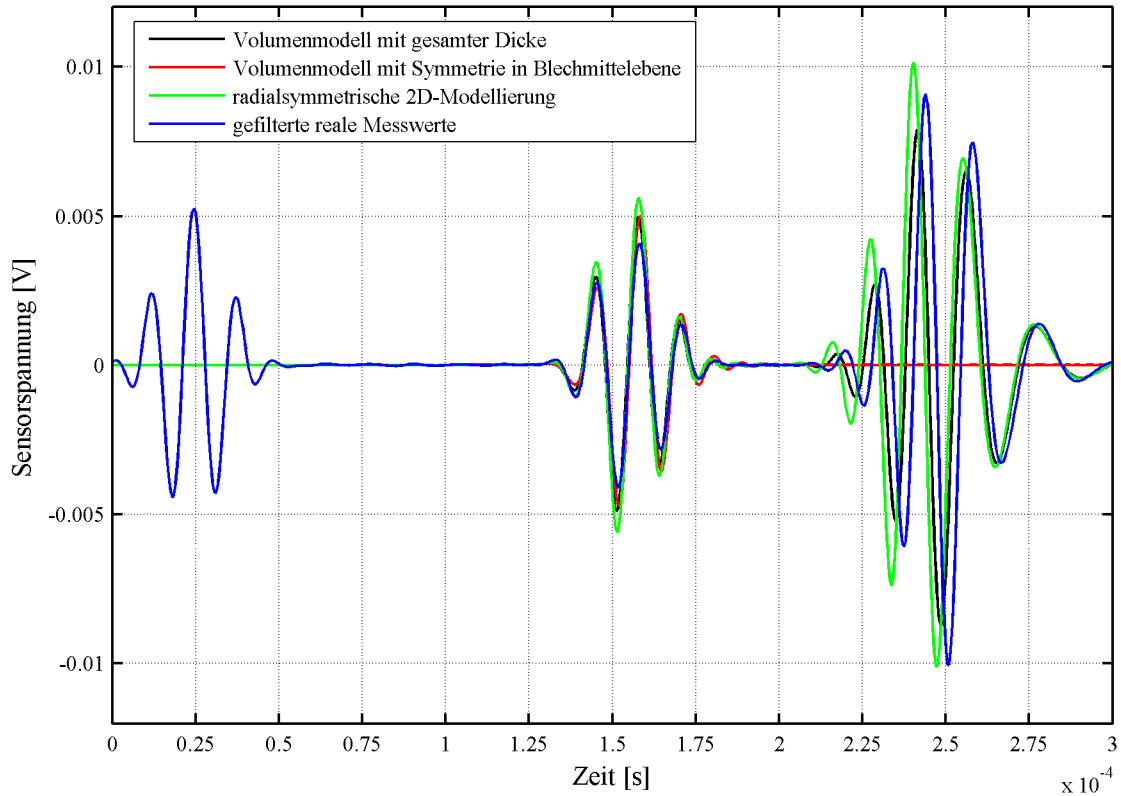


Abb. 6-7: Vergleich der unterschiedlichen FE-Modellierungen mit realen Messergebnissen

Der Zeitsignalvergleich beider Volumenmodellierungen in Abb. 6-7 zeigt den bereits in Kap. 6.2.1 angesprochenen und in Abb. 6-2 zu sehenden Effekt der ausschließlichen Selektion der S_0 -Welle beim Ansatz von Symmetriebedingungen in Plattenmittelebene. Beide Signalverläufe sind absolut deckungsgleich mit Ausnahme des Nullsignals des symmetrischen Modells im A_0 -Bereich um $2,5 \cdot 10^{-4}$ s. Weiterhin in Abb. 6-7 erkennbar ist direkt bei Messbeginn ein nur bei der realen Messung auftretendes Signal, dessen messtechnische Ursache die bereits in Kap. 2.3.1 erwähnte gemeinsame Masse der Sensoren und Aktuatoren ist. Abhilfe schafft entweder eine elektrische Isolierung der einzelnen PZT-Elemente, was jedoch nicht unproblematisch ist, oder aber eine entsprechende Berücksichtigung in der nachträglichen Signalverarbeitung.

Kapitel 7

Methoden der Signalverarbeitung

7.1 Einleitung

Grundlage für ein zuverlässiges SHM-System zur Erkennung und Ortung von aufgetretenen Schäden an der zu überwachenden Struktur sind entsprechend leistungsfähige und fehlertolerante Signalverarbeitungsalgorithmen sowie die Auswahl geeigneter Anregungssignale. Die Eignung eines Anregungssignals ist allerdings eng im Zusammenspiel mit den genutzten Aktuatoren und Sensoren zu betrachten (siehe Kap. 5.4).

7.2 Anregungssignale

Im Bereich des SHM mit geführten Wellen, unabhängig davon, ob es sich um Wellen in Platten oder anderen Strukturen handelt, und ebenfalls unabhängig vom gewählten wellenführenden Material, ist der mit einem Hanning-Fenster nach Gl. 7.1 multiplizierte Wellenzug aus mehreren Sinuswellen entsprechend Gl. 7.2 (mit der Anzahl b der Sinuswellen und der maximalen Signalamplitude A) das in der Fachliteratur am häufigsten genutzte Anregungssignal. Im Rahmen dieser Arbeit wird ausschließlich dieser Hanning-gefensterte Wellenzug genutzt (siehe Abb. 7-1).

Alternative, ebenfalls zeitlich limitierte Anregungen sind eher selten in den veröffentlichten Arbeiten im Bereich der Lamb-Wellenausbreitung zu finden. In [SCHU2007] wird das Rickers-Wavelet als Aktuatorsignal gewählt, in [MICH2006] wird eine äußerst kurze Impulsanregung genutzt, deren Charakteristik allerdings mit einem gefensterten Wellenzug schwerlich zu vergleichen ist.

$$F_{\text{Hanning}}(t) = \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi \cdot t}{T_F}\right) \right) \quad \text{mit } T_F: \text{ Fensterbreite [s]} \quad (7.1)$$

$$U_{\text{Hanning}}(t) = F_{\text{Hanning}}(t) \cdot A \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot t) \\ \frac{1}{2} \cdot \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi \cdot f \cdot t}{b}\right) \right) \cdot A \cdot \sin(2\pi \cdot f \cdot t) \quad (7.2)$$

Ein mit einem Hanning-Fenster multiplizierter Sinuswellenzug wird häufig dann als Anregungssignal gewählt, wenn eine kurzzeitige aber gleichzeitig im Frequenzbereich relativ schmalbandige Anregung gefordert wird, bei der die Energie um die Mittenfrequenz f_0 konzentriert ist. Von Vorteil ist ein zeitlich möglichst kurzes Signal, wenn Interferenzeffekte der einzelnen direkten und reflektierten Wellenanteile möglichst gering gehalten werden sollen. Aus Gründen der Vermeidung unnötiger Dispersion ist die Schmalbandigkeit wünschenswert und verbessert sich mit zunehmender Anzahl von Sinuswellen im Wellenzug (siehe Abb. 7-1). Da die Mittenfrequenz im Regelfall anhand anderer Kriterien (siehe Kapitel 4 und 5) vorab feststeht, ist nur die Anzahl der Sinuswellen bzw. Halbwellen im Wellenzug variabel. Aufgrund des Zielkonflikts zwischen auf der einen Seite möglichst schmalbandigem Frequenzbereich und auf der anderen Seite hoher Auflösung im Zeitbereich stellt die Wellenanzahl immer einen Kompromiss zwischen diesen beiden Kriterien dar.

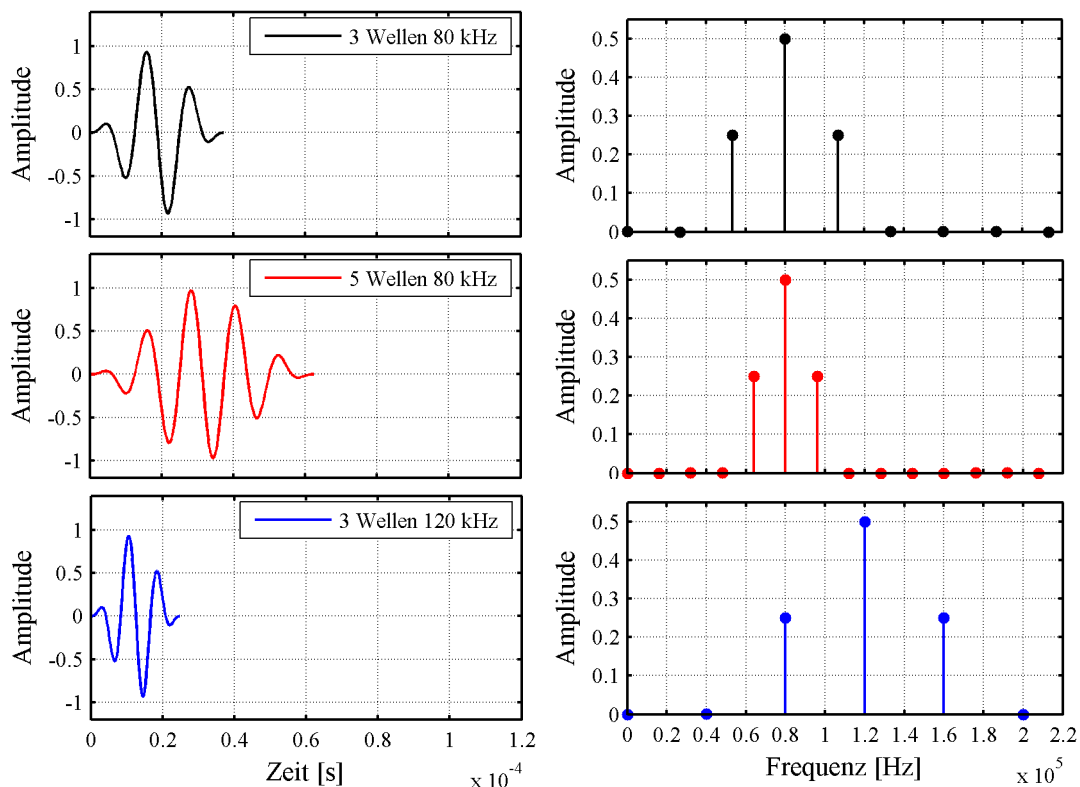


Abb. 7-1: Hanning gefensternte Sinuswellen, Zeit- und Frequenzbereich

Die Frequenzspektren in Abb. 7-1 sind die Ergebnisse der Fourier-Transformation der Hanning-gefensterten Wellenzüge aus mehreren Sinuswellen. Hanning-gefensterte Wellenzüge weisen exakt drei Frequenzen auf, die der Abbildung leicht zu entnehmen sind. Jedoch entspricht der reine kurzzeitige Wellenzug keinem realen Messsignal. Verlängert man deshalb den Wellenzug durch Anfügen eines Nullsignals auf ein längeres „Messsignal“, ergibt sich beispielhaft für das gefensterte Signal aus 3 Wellen mit $f_0 = 80$ kHz das in Abb. 7-2 dargestellte Ergebnis. Mit der allgemeinen Gl. 7.3 lassen sich die beiden gekennzeichneten Grenzfrequenzen bestimmen.

$$f_{uGr} = f_0 - \frac{2f_0}{b} \quad \text{und} \quad f_{oGr} = f_0 + \frac{2f_0}{b} \quad (7.3)$$

Bei den beiden Frequenzen f_{uGr} und f_{oGr} beträgt die Amplitude Null, bei Frequenzen unter bzw. oberhalb dieser Grenzwerte ist sie ebenfalls Null oder nur sehr gering.

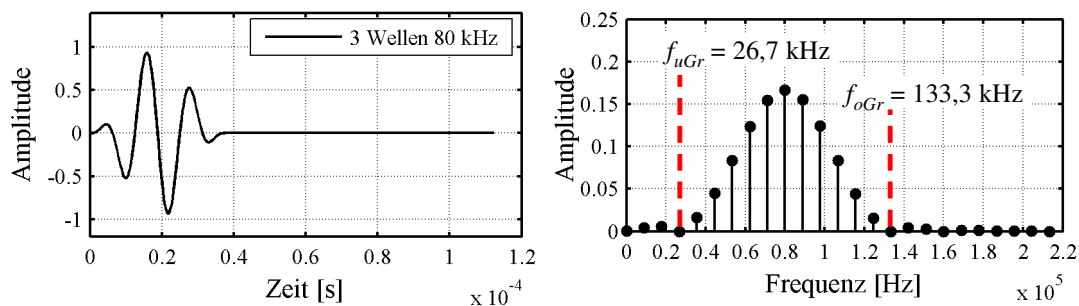


Abb. 7-2: Verlängerter Wellenzug, Zeit- und Frequenzbereich

Am häufigsten in den in der Fachliteratur publizierten Arbeiten zu finden ist der gefensterte Wellenzug bestehend aus fünf Wellen, aber auch längere Wellenzüge mit bis zu zehn Wellen [SARG2006, FROM2002, WILC2000] finden gelegentlich Verwendung.

Angemerkt werden muss hierbei, dass in vielen Arbeiten vor allem die Forderung nach Schmalbandigkeit im Frequenzbereich dominiert, da keine Verfahren zur Kompensation der dispersiven Wellenausbreitung (siehe Kap. 4.3) genutzt werden. In diesen Fällen wird also angestrebt, neben der Wahl einer Mittenfrequenz im quasi nicht-dispersiven Frequenzbereich des betrachteten Lamb-Modes auch eine sehr geringe Frequenzbandbreite des Anregungssignals zu erhalten, um durch beide Maßnahmen ein Zerlaufen der ursprünglichen Signalform zu minimieren.

Abweichend von den üblichen 5 bis 10 gefensterten Wellen wird im Rahmen der Versuche dieser Dissertation ein Wellenzug aus im Regelfall 3, in Ausnahmefällen 5 Hanning-gefensterten Sinuswellen als Anregungssignal genutzt. Dem Vorteil in Hinblick auf die Signaldauer steht die Eigenschaft eines breiteren Frequenzbands gegenüber, was ggf. zu einem stärkeren Zerlaufen infolge Dispersion führen kann. Da jedoch die Schadensde-

tektion in Kapitel 8 bis 11 nicht über die dispersionsbehafteten Zeitsignale erfolgt, sondern vorab eine Dispersionskompensation (siehe Kap. 7.5) durchgeführt wird und dabei eine Transformation der Messsignale in den Wegbereich bei gleichzeitig Rückrechnung der dispersiven Wellenausbreitung erfolgt, stellt das relativ breite Frequenzband keinen Nachteil für das Gesamtverfahren dar. Vielmehr überwiegen die Vorteile der zeitlich kurzen und vor allem präzisen räumlichen Auflösung.

Wie bereits in Kap. 2.3.3 ausführlich erläutert, erfolgt die Ansteuerung der PZT-Aktuatoren über den Stromfluss. Als elektrisches Ansteuerungssignal ist somit nicht die elektrische Spannung, sondern deren erste Ableitung nach der Zeit erforderlich, siehe auch Gl. 2.19 bis Gl. 2.21.

7.3 Signalfilterung

Die realen Messwerte der PZT-Sensoren unterliegen vielfältigen Störeinflüssen. Im niederfrequenten Bereich werden Schwingungen des Bauwerks erfasst, im hochfrequenten Bereich überlagert Messrauschen das Signal. Um diese Einflüsse zu eliminieren oder wenigstens zu reduzieren, erfolgt die Filterung der gemessenen Zeitsignale in mehreren Schritten.

Hardwareseitig verfügen die verwendeten Messkarten *PXI-6115* der Firma *National Instruments* über programmierbare Anti-Aliasing-Filter, die in ausnahmslos allen durchgeführten Versuchen als 500 kHz-Tiefpassfilter (Bessel 3.Ordnung) betrieben wurden. Des Weiteren werden die gemessenen Sensorsignale im Rahmen der nachlaufenden Signalverarbeitung digital Bandpass-gefiltert, um die beiden genannten Effekte der Bauwerksschwingungen und des Messrauschens zu unterdrücken.

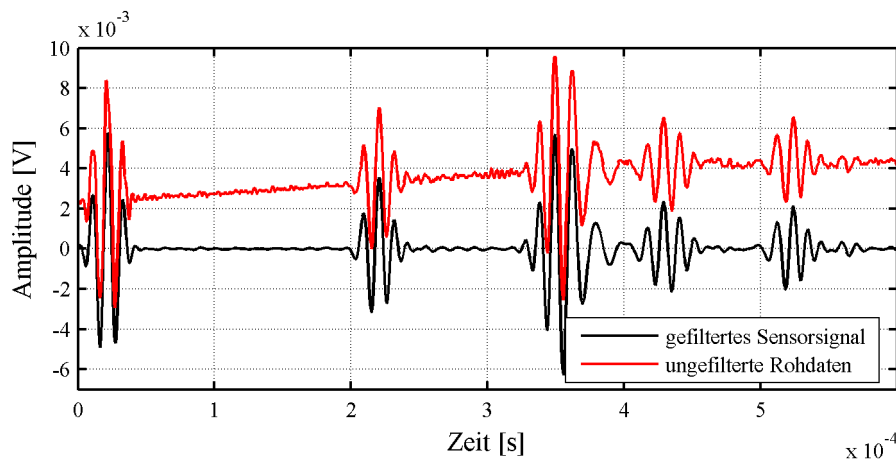


Abb. 7-3: gefiltertes und ungefiltertes Messsignal, Anregung mit $f_0 = 80$ kHz

Obwohl sie die im Hinblick auf die Signalverarbeitung positive Eigenschaft eines linearen Phasenversatzes und damit eines konstanten Zeitversatzes über die Frequenz aufweisen, werden keine Finite-Response-Filter (FIR) gewählt, da in Anbetracht der zum Teil erheblichen Anzahl langer Zeitschriebe die Rechenzeit der FIR-Filterung inakzeptable Werte erreicht. Stattdessen erfolgt die Filterung der Zeitsignale mit einem schnelleren Butterworth-Filter 6. Ordnung, einem Infinite-Response-Filter (IIR). Der Nachteil der IIR-Filter des nicht linearen Verlaufs des Phasenversatzes über die Frequenz (siehe Abb. 7-4) und somit der Verfälschung der Signalform wird dadurch kompensiert, dass nach einer ersten Filterung das Signal gespiegelt, nochmals gefiltert und wiederum zurückgespiegelt wird. Hierbei werden die Phasenversätze komplett eliminiert, das Zeitsignal wird somit nicht verfälscht. Abb. 7-3 vergleicht ein ungefiltertes Roh-Signal mit dem Ergebnissignal

nach entsprechend der beschriebenen Prozedur doppelt erfolgter IIR-Filterung. Die Messdaten entstammen dem in Abb. 7-14 gezeigten Versuchsaufbau und entsprechen dem Messsignal infolge direkter Wellenausbreitung zwischen Aktuator 1 und Sensor 22 (bei Raumtemperatur). Das Anregungssignal ist hierbei ein Hanning-gefensterter Wellenzug aus 3 Wellen der Frequenz 80 kHz.

Der gewählte Butterworth Filter 6. Ordnung stellt einen guten Kompromiss zwischen möglichst starker Dämpfung der ungewollten Frequenzbereiche bei gleichzeitig akzeptabler Steilheit der Flanken an den Grenzfrequenzen (siehe Gl. 7.3), einem ruhigen Verlauf der Magnitudenantwort im Bandpassbereich sowie im Zeitbereich relativ kurzen Sprung- und Impulsantworten dar. Abb. 7-4 zeigt exemplarisch den für Messsignale mit Mittenfrequenzen von 80 kHz verwendeten Butterworth-Filter. Dabei wird das Passband so gewählt, dass die Grenzfrequenzen nach Gl. 7.3 ($f_{uGr} = 26,7$ kHz und $f_{oGr} = 133,3$ kHz für $f_0 = 80$ kHz und $b = 3$) mit einer Magnitudenreduktion um -3 dB einhergehen. Diese Einstellung der Filterparameter auf -3 dB Magnitudenabnahme bei f_{uGr} und f_{oGr} erfolgt in Abhängigkeit von den Mittenfrequenzen analog für alle weiteren in der vorliegenden Arbeit genutzten Filter.

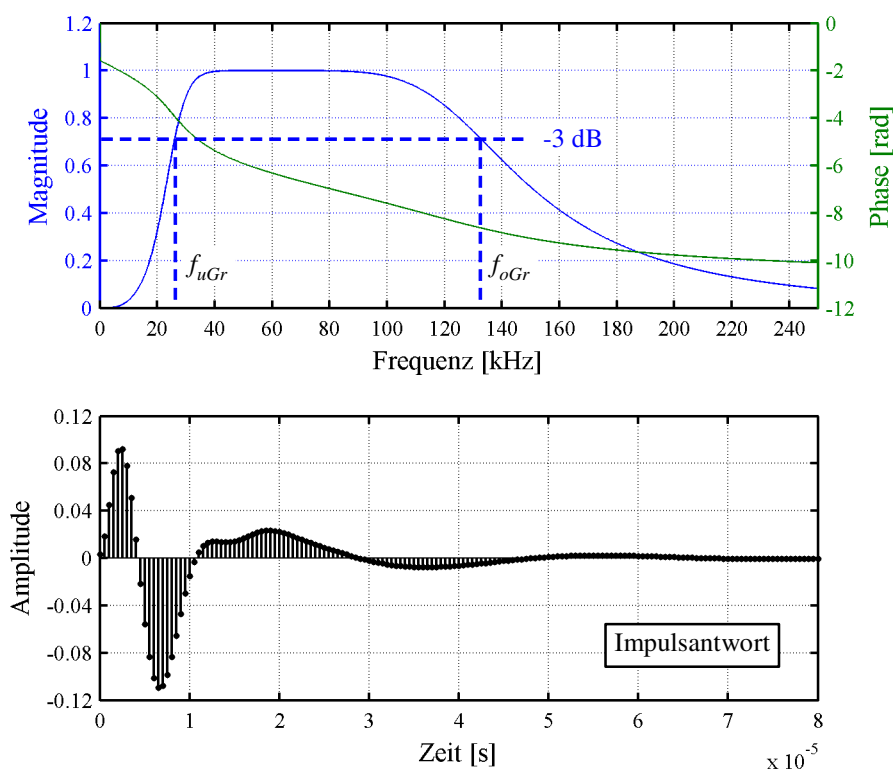


Abb. 7-4: Magnituden-, Phasen und Impulsantwort des genutzten Butterworth-Filters für Messsignale mit 80 kHz Mittenfrequenz

7.4 Adaptive Phasenkorrektur

In dieser Dissertation genutzte Methoden zur Schadensdetektion und –lokalisierung, wie z.B. das in Kapitel 8 näher erläuterte Beamforming der Sensorsignale, bauen auf dem Vergleich des aktuellen, potentiell schadhaften Zustands der Struktur mit einem Referenzzustand auf. Da bei dem genannten Beamforming-Verfahren die Anregung aktiv und gezielt über die PZT-Aktuatoren erfolgt und nicht wie z.B. bei der rein passiven Schall-emissionsanalyse (siehe Kap. 1.3) durch bei der Schadensentstehung selbst hervorgerufene und zeitlich nicht exakt vorhersagbare Signale zur Schadenserkenkung genutzt werden, kann aufgrund der sehr guten Reproduzierbarkeit der einzelnen Messergebnisse das Auftreten eines Schadens bzw. einer allgemeinen strukturellen Änderung direkt an der Veränderung der Sensorsignale erkannt werden.

Im Fall sehr kleiner Schäden (wie z.B. der in Abb. 8-9 gezeigten Bohrung $\varnothing 1,5$ mm) sind die hieraus resultierenden Signalveränderungen im Messsignal äußerst gering. Anhand eines Beispiels wird dieses deutlich: Bei dem in Abb. 8-8 gezeigten quadratischen Stahlblech mit mittig angeordneten PZT-Elementen (Sensoren und Aktuatoren) und der Bohrung als Schaden besteht die Signalmodifikation aus den am Loch reflektierten Lamb-Wellen, die sich entsprechend dem Huygenschen Prinzip [KRAU1986] vom Reflexionsort aus wieder radialsymmetrisch ausbreiten, so dass nur ein sehr geringer Teil der Wellenenergie am Sensor registriert werden kann. Gleichzeitig finden Totalreflexionen der Lamb-Wellen an den Blechrändern statt, die ebenfalls (wenn auch zu unterschiedlichen Zeiten) vom Sensor gemessen werden. Leicht nachvollziehbar ist, dass die Signalmerkmale infolge Reflexion am kleinen Schaden um ein Vielfaches geringer als die der Totalreflexionen an den Rändern sind. Nur durch Bildung eines Differenzsignals zwischen der Messung mit Schaden und der Referenzmessung ist eine Detektion dieser Kleinstsignale möglich.

Bei dieser Differenzbildung tritt das Problem auf, dass sich minimale, messtechnisch bedingte und unvermeidbare Zeitversätze der Einzelmessungen, deren Größenordnung deutlich unterhalb der Größe eines Abtastintervalls liegt (siehe Ausschnitt in Abb. 7-5a), gravierend auf die Qualität des Differenzsignals auswirken. Aufgrund der um diesen nur kleinen Zeitversatz zueinander verschobenen Messsignale kommt es bei der Differenzbildung nicht zur Auslöschung der theoretisch in beiden Signalen identisch auftretenden Signalmerkmale wie z.B. der Totalreflexionen an den Plattenrändern. Stattdessen entstehen in diesen Bereichen des Differenzsignals fehlerhafte Signale, die größer als das eigentliche, zu identifizierende Schadenssignal sein können, siehe Abb. 7-5b.

Zur nachträglichen rechnerischen Korrektur dieser störenden minimalen Zeitversätze wurde deshalb ein als „adaptive Phasenkorrektur“ bezeichnetes Verfahren entwickelt. Hierbei erfolgt die Korrektur in mehreren Schritten. Aus der Referenzmessung (idealer-

weise zum besseren Verständnis der Wellenausbreitung in Kombination mit einer FE-Simulation) lassen sich für jede Struktur und Piezo-Anordnung relativ kurze Zeitintervalle ermitteln, in denen eindeutig und möglichst klar begrenzt eine starke Welle z.B. infolge einer Plattenkanten-Totalreflexion am Sensor eintrifft. Dieses signifikante Signalmerkmal ist auch immer in den mit dem Referenzzustand zu vergleichenden Messsignalen enthalten. Das betrachtete Zeitintervall oder nur ein kleiner Ausschnitt davon z.B. $T_{Korr} = \frac{1}{2} \cdot T$ um den Peakwert (siehe Abb. 7-5a) wird nachträglich numerisch neu abgetastet. In den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuchen hat sich hierbei der 40fache Wert der Abtastrate der Messkarte bewährt, die immer 2 MS/s betrug.

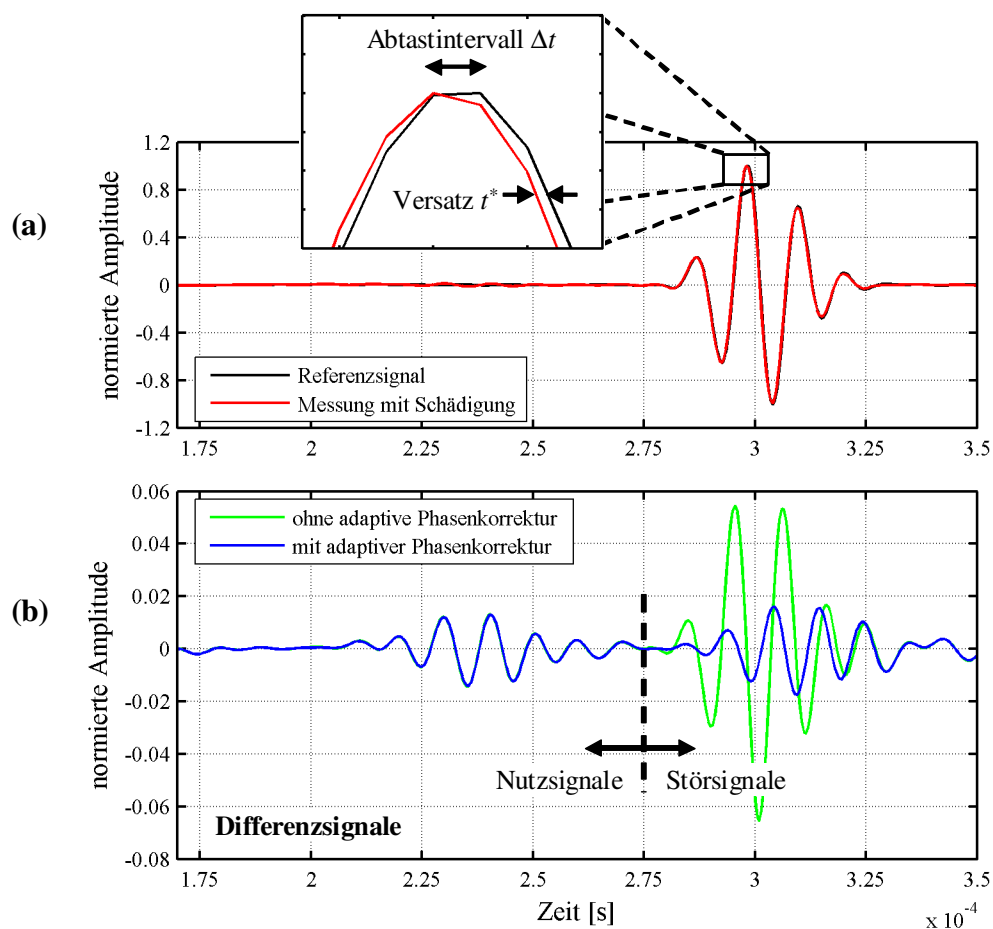


Abb. 7-5: Auswirkung der adaptiven Phasenkorrektur auf die Messsignale

Anschließend wird eine Kreuzkorrelation entsprechend Gl. 7.4 mit diesen beiden feiner abgetasteten Signalausschnitten zur Bestimmung eines optimalen Zeitversatzes t^* (mit $t^* < \Delta t$) durchgeführt. Um diesen Versatz verschoben weisen beide Messsignale eine maximale Übereinstimmung im betrachteten Intervall auf. Zur Reduktion der Amplitude des Differenzsignals im Bereich des ungewollten Störsignals wird das Schadenssignal

anschließend auf diskrete Zeitpunkte unter Berücksichtigung von t^* interpoliert und mit diesem neuen Schadenssignal das Differenzsignal ermittelt.

$$\rho(\tau) = \int_{-0,5 \cdot T_{Korr}}^{+0,5 \cdot T_{Korr}} U_{ref}(\tau) \cdot U_{Scha}(t + \tau) d\tau \quad (7.4)$$

Abb. 7-5a stellt anhand eines Beispiels die beiden, lediglich Bandpass-gefilterten Zeitsignale (mit und ohne Schaden) im Zeitabschnitt des Eintreffens der Randreflexionen dar. Erst bei feiner aufgelöster Betrachtung ist der Zeitversatz t^* erkennbar. Die diskrete Auswertung des Korrelationsintegrals (Gl. 7.4) führt zur Darstellung der Korrelationsergebnisse über den Zeitversatz $\Delta\tau$ in Abb. 7-6. Das Maximum liegt in diesem Beispiel bei $t^* = 1,125 \cdot 10^{-7}$ s, wohingegen das Abtastintervall $\Delta t = 5 \cdot 10^{-7}$ s beträgt, also mehr als den 4fachen Wert. Abb. 7-5b zeigt die deutliche Verbesserung der Qualität des Differenzsignals und belegt damit die positive Auswirkung der adaptiven Phasenkorrektur. Die Amplitude der Störsignale, also der aus der Differenzbildung großer, aber minimal phasenverschobener identischer Signale entstandenen Fehlsignale, wird deutlich reduziert. Weitestgehend neutral sind hingegen die Auswirkungen auf die Nutzsignale.

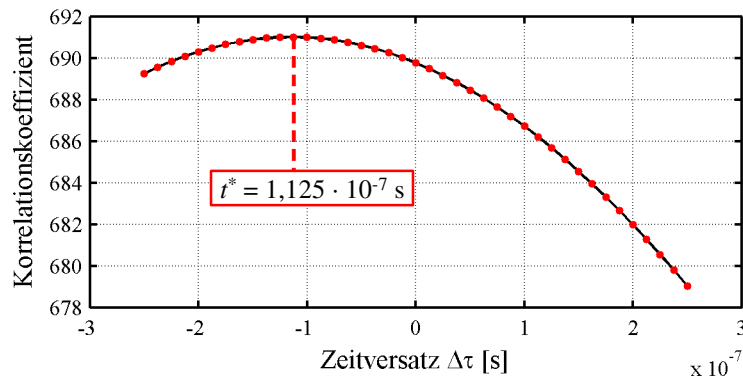


Abb. 7-6: Bestimmung des optimalen Zeitversatzes t^*

Dieses selbstentwickelte Verfahren der adaptiven Phasenkorrektur kann als Modul in beliebige Signalverarbeitungsprozeduren, die auf Differenzsignalen basieren, integriert werden. Ohne Anwendung der adaptiven Phasenkorrektur als Bestandteil des Beamforming-Verfahrens der Sensorsignale wäre die Detektion und Lokalisierung der Schäden in den Ergebnisdarstellungen der Kapitel 8.3 und 10.2 nicht möglich.

7.5 Erweiterte Dispersionskompensation

Bei einer dispersiven geführten Welle wie der Lamb-Welle breitet sich ein begrenzter Wellenzug bei fortschreitender Wellenausbreitung zeitlich und räumlich aus, er verbreitert sich infolge Dispersion. Abb. 7-7 stellt zur Veranschaulichung dieses Verhaltens Zeitverläufe $g(x_i, t)$ der horizontalen Auslenkung eines Oberflächenteilchens an mehreren Orten infolge des abgebildeten Anregungssignals $f(t)$ am oberseitig applizierten PZT-Aktuator dar (Aktuatordurchmesser 20 mm, Wellenzug aus 3 Hanning-gefensterten Sinuswellen 100 kHz). Aufgrund der zur Blechmittenebene unsymmetrischen Aktuatoranordnung werden sowohl der hier schnellere S_0 - als auch der langsamere A_0 -Lamb-Mode angeregt. Gut zu erkennen ist, dass beide Wellenmoden in diesem $f \cdot 2d$ Bereich dispersiv sind. Die Ergebnisse in Abb. 7-7 entstammen einer radialsymmetrischen FE-Simulation (siehe Kap. 6.2.2) eines runden Stahlblechs der Dicke 10 mm und ausreichend großem Durchmesser zur Vermeidung von Randreflexionen in den gezeigten Messsignalen. In Kap. 4.3 wurde ausführlich anhand von weiteren Beispielen das dispersive Verhalten der Lamb-Wellen erläutert.

Das dispersive Wellenausbreitungsverhalten kann insbesondere bei weiträumiger Überwachung von Bauwerken wegen der großen Signallaufstrecken sehr nachteilig sein. Der Anregungswellenzug ist dann in seiner ursprünglichen Form nicht mehr in den Messsignalen erkennbar. Viele Anwendungen im Bereich des SHM [z.B. MICH2006, THIE2007, OSTA2007] nutzen deshalb zur weitgehenden Vermeidung dieses dispersionsbedingten Nachteils gezielt nur Wellenzüge, deren Frequenzen möglichst schmalbandig in einem Frequenzbereich liegen, in dem der Verlauf der Gruppengeschwindigkeiten stationär oder wenigstens annähernd stationär ist (siehe Abb. 4-15 und Abb. 4-16). Bei einer dann in gewissen Grenzen frequenzunabhängigen, nahezu konstanten Wellengeschwindigkeit lässt sich die Entfernung des Anregungs- zum Sensorort oder der wellenreflektierenden Störstelle zum Sensor über die Signallaufzeit und die einfache Beziehung Gl. 7.5 ermitteln.

$$x = c_{Phase} \cdot t \quad (7.5)$$

Durch die so genannte Dispersionskompensation ist es jedoch möglich, die dispersive Eigenschaft einer Wellenausbreitung (theoretisch vollständig) zu kompensieren und zerlaufene Signale auf ihre ursprüngliche, kompaktere Ausgangsform zu komprimieren, siehe Abb. 7-8. Grundlagen dieser Dispersionskompensation sind ausführlich in [WILC2001] und [WILC2003] beschrieben. Das in diesen Arbeiten genannte Konzept wird im Folgenden näher erläutert und darauf aufbauend werden einige eigene Modifikationen in die Signalaufbereitung integriert, so dass eine Nutzung dieses Verfahren insbesondere für die Schadensdetektion und –lokalisierung mittels des Sensorsignal-Beamformings (siehe Kapitel 8 und folgende) komfortabel und ähnlich der adaptiven Phasenkorrektur (siehe Kap. 7.4) modular möglich ist.

Die zerlaufene, aus $f(t)$ entstandene Welle, abgebildet z.B. in Abb. 7-7 durch ihre horizontale Teilchenauslenkung u , lässt sich für jede beliebige Signallaufstrecke x in Abhängigkeit der Zeit t mit Gl. 7.6 allgemein beschreiben. Hierin sind $F(\omega)$ die Fourier-Transformierte der ursprünglichen unzerlaufenen Ausgangswelle $f(t)$ und $k(\omega)$ die frequenzabhängige Wellenzahl. Am Anregungsort gilt somit $u(x=0, t) = f(t)$, wobei hier vereinfachend eine direkte Übertragung des elektrischen Anregungssignal auf die Wellenform vorausgesetzt wird, siehe Kap. 5.2.1.

$$u(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) \cdot e^{i(k(\omega) \cdot x - \omega t)} d\omega \quad (7.6)$$

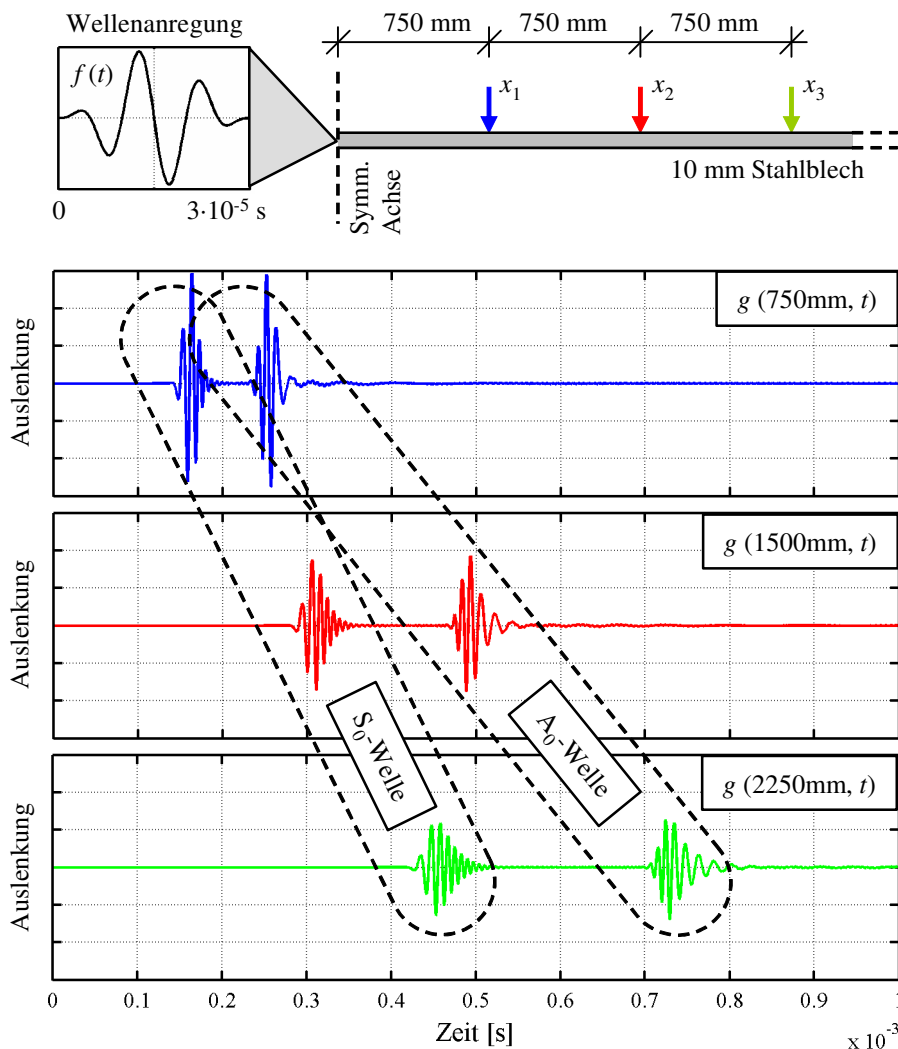


Abb. 7-7: horizontale Teilchenauslenkung als Funktion der Zeit

Über den durch Lösung der Rayleigh-Lamb-Gleichung (siehe Kap. 4.1) zu bestimmenden Eingangsparameter $k(\omega)$ (siehe Kap. 4.2, Abb. 4-5) erfolgt die Berücksichtigung der Dispersion. $k(\omega)$ ist bei der Dispersionskompensation für alle relevanten Lamb-Wellenmoden in Abhängigkeit des betrachteten Materials a priori zu ermitteln. Hierbei ist die Genauigkeit der Berechnung der Dispersionsbeziehungen von erheblicher Bedeutung. Kleine Abweichungen von den realen Bedingungen, z.B. durch ungenaue Angaben der Materialeigenschaften oder leicht unterschiedliche Blechdicken, führen zu einer nicht mehr exakten Reproduktion der ursprünglichen Signalform im Wegbereich nach erfolgter Dispersionskompensation.

Bei einem Messsignal im Zeitbereich wie beispielsweise $g(1500 \text{ mm}, t)$ in Abb. 7-7 haben die A_0 - und S_0 -Welle eine definierte Laufstrecke $x_2 = 1500 \text{ mm}$ zurückgelegt und sind dementsprechend dispergiert. Ziel der Dispersionskompensation ist, diesen Signalverlauf $g(1500 \text{ mm}, t)$ in eine Funktion des Orts statt der Zeit zu konvertieren und dabei vor allem die Signale in ihre ursprüngliche Form zu komprimieren.

Die Grundidee dieser Konvertierung wird im Folgenden erläutert, wobei nur jeweils einer der beiden Wellenmoden aus Abb. 7-7 zurzeit betrachtet werden darf, z.B. der S_0 -Mode. Der Signalabschnitt mit dem S_0 -Signal $g_{S_0}(1500 \text{ mm}, t)$ der Funktion $g(1500 \text{ mm}, t)$ kann als neues Ausgangssignal $f'(t)$ mit dem räumlichen Signalbeginn bei $x_2 = 1500 \text{ mm}$ angesehen werden. Anschließend wird die dispersive Wellenausbreitung von $f'(t)$ mit Hilfe der Beziehung nach Gl. 7.6 für eine weitere Signallaufstrecke x' rechnerisch simuliert und weiterverfolgt. Für $x' = 750 \text{ mm}$ erhält man mit dem Startsignal $g_{S_0}(1500 \text{ mm}, t)$ somit einen Signalverlauf, der $g_{S_0}(2250 \text{ mm}, t)$ in Abb. 7-7 entspricht. Erkennbar ist, dass bei einer Wellenausbreitung in positiver Ausbreitungsrichtung das Zerlaufen der Signalform infolge Dispersion weiterhin voran schreitet. Theoretisch möglich ist auch eine simulierte Wellenausbreitung in rechnerisch negativer Richtung um $x' = -750 \text{ mm}$. Diese „Rückwärtsausbreitung“ hingegen lässt das „Startsignal“ $g_{S_0}(1500 \text{ mm}, t)$ bzw. $f'(t)$ konvergieren, die Signalaufweitung reduziert sich, die Signalform wird komprimiert und das Signal entspricht $g_{S_0}(750 \text{ mm}, t)$. Ein Minimum der räumlichen Länge des Signals wird konsequenterweise erreicht, wenn bei dieser Rückwärtsausbreitung $t = 0$ des neuen „Startsignals“ $g(1500 \text{ mm}, t)$ passiert wird. Bei einer weiteren Ausbreitung in negativer Richtung fängt das Signal wiederum an zu divergieren.

Die Berechnung der rückwärts gerichteten Wellenausbreitung für negative Werte von x' bei $t = 0$ liefert anschaulich genau die beabsichtigte Abbildung aus dem Zeitbereich in den räumlichen Bereich. Durch Einführung der neuen Variablen $x = -x'$ kann Gleichung 7.6 für diese imaginäre Rückwärtsausbreitung der Welle entsprechend Gleichung 7.7 formuliert werden. Hierin sind $G(\omega)$ die Fourier-Transformierte des gemessenen Zeitsignals $g(x_i, t)$ und $h(x)$ das gewünschte dispersionskompensierte Signal im Wegbereich.

$$h(x) = u(-x', 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(\omega) \cdot e^{-ik(\omega)x} d\omega \quad (7.7)$$

Statt der simplen, unzureichenden Verknüpfung von Zeit und Weg über eine feste Wellengeschwindigkeit entsprechend Gleichung 7.5 erfolgt bei der Dispersionskompensation nach [WILC2003] die Umrechnung zwar aufwändiger, dafür aber präzise über den Frequenz-Wellenzahl-Bereich sowohl für quasi nicht-dispersive als auch für stark dispersive Wellenmoden.

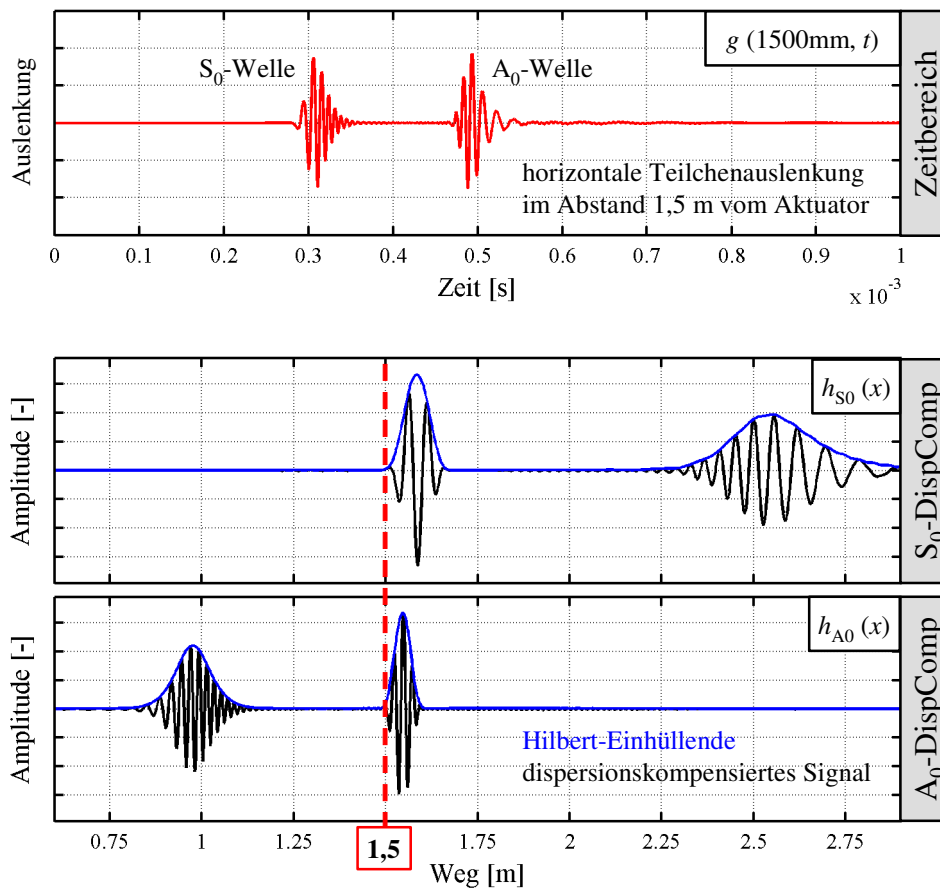


Abb. 7-8: A_0 - und S_0 -dispersionskompensierte Signalverläufe

Abb. 7-8 zeigt die Ergebnisse der Anwendung der geschilderten Dispersionskompensation auf das simulierte Messsignal im Zeitbereich $g(1500\text{ mm}, t)$ unter Zugrundelegung der $k(\omega)$ Beziehungen sowohl der schnelleren S_0 - als auch der langsameren A_0 -Welle. Diese Unterscheidung in beide Moden ist unumgänglich, da das Verfahren der Dispersionskompensation immer auf nur einen Wellenmode bezogen ist. Aus Abb. 7-8 geht hervor, dass sowohl bei Auswertung der A_0 als auch der S_0 -Welle der Signalbeginn im räumlichen Bereich exakt bei 1,5 m (dem tatsächlichen Abstand zwischen Aktuator und Sensor) detektiert wird.

Weiterhin gut erkennbar ist die Komprimierung der „zerlaufenen“ Signale im Zeitbereich auf eine ihrer ursprünglichen Form deutlich ähnlichere und kompaktere Form im Wegbereich. Außerdem fällt positiv auf, dass der Bereich des jeweils nicht betrachteten Lamb-Wellen-Modes im Wegbereich durch die Dispersionskompensation gleichzeitig gedämpft bzw. „verschmiert“ wird. Diese vorteilhafte Auswirkung ist anschaulich leicht dadurch zu erklären, dass jeweils eine unpassende Dispersionsbeziehung auf den betroffenen Signalabschnitt des Zeitsignals angewendet wird.

In vielen Anwendungen wie z.B. dem Beamforming der Sensorsignale (siehe Kapitel 8) ist es von Vorteil, statt der eigentlichen Signale besser wie in Abb. 7-8 deren Hilbert-Einhüllende [OPPE1999] zu nutzen, die den naturgemäß welligen Signalverlauf auf eine charakteristische Glockenform reduziert.

Die Vorteile der Dispersionskompensation lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Durch die Dispersionskompensation ist es möglich, das in der Regel mehrere Wellenmoden enthaltende, gemessene Zeitsignal mehrfach für jeden Mode einzeln auszuwerten. Gleichzeitig erfolgt dabei die Unterdrückung oder Verschmierung der nicht betrachteten Moden. Dadurch wird die Schärfe der Aussage erheblich vergrößert.

Insbesondere durch Verfahren wie z.B. der ImageFusion (siehe Kap. 8.4) im Bereich des Sensor-Beamformings kann die Sensitivität der Schadensdetektion trotz nur eines gemessenen Signals durch Überlagerung der Mehrfachinterpretationen deutlich angehoben werden.

- Die dispersionskompensierten Signale im Wegbereich sind komprimiert und räumlich präzise begrenzt. Insbesondere bei mehreren Reflektoren und dadurch kurz aufeinander folgenden Wellenzügen, die im reinen Zeitsignal zu einem Signalbereich visuell verschmelzen, liefert die Dispersionskompensation hier eine klare Separierung in die Einzelwellenzüge.
- Die Signallaufstrecke des Wellenzugs kann direkt aus dem dispersionskompensierten Signal abgelesen werden.

Ähnlich der adaptiven Phasenkorrektur in Kap. 7.4 kann das Verfahren der Dispersionskompensation als separates Modul beliebig in unterschiedlichste Prozeduren im Bereich der dispersiven Wellenausbreitung integriert werden.

Im Anhang E ist die numerische Implementierung der Dispersionskompensation detailliert erläutert.

7.6 Temperaturkompensation

Bei Schadensdetektionsverfahren, die wie z.B. das Sensorsignal-Beamforming in Kapitel 8 auf der Differenzbildung zweier Messsignale beruhen, können bereits kleine Zeit- bzw. Phasenversätze zu Fehldetektionen oder zur Nichterkennung vorhandener Schäden führen. In Kap. 7.4 wurde deshalb die selbst entwickelte adaptive Phasenkorrektur zur Berücksichtigung kleinster messtechnisch bedingter Zeitversätze bei ansonsten identischen Randbedingungen vorgestellt.

Nicht vernachlässigbare Veränderungen des Signalsverlaufs entstehen unter realen Einsatzbedingungen vor allem aber auch dadurch, dass die Referenzmessung und die hiermit zu vergleichende Messung mit potentielltem Schaden bei unterschiedlichen Temperaturen durchgeführt werden, was bei einer kontinuierlichen Bauwerksüberwachung jahreszeitlich bedingt unvermeidbar ist. Auf diese, jedes SHM-System auf Basis von geführten Wellen und Differenzsignalen betreffende Problematik wird z.B. auch in [CAWL2003, MICH2006, THIE2007, KONS2006] hingewiesen.

Beim Temperatureinfluss auf die Laufzeitmessungen einer akustischen Welle muss grundsätzlich zwischen drei Effekten unterschieden werden:

- Infolge der allgemeinen Temperatúrausdehnung der Struktur kommt es zur Verlängerung der Signallaufstrecken bei steigender Bauwerkstemperatur.
- Außerdem bewirkt die Temperatúrausdehnung des Materials eine Dickenänderung des wellenführenden Blechs. Somit ändert sich ebenfalls der Eingangsparameter $f \cdot 2d$ zur Bestimmung der Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten der Lamb-Wellen (siehe z.B. Abb. 4-4).
- Zudem hat die Temperaturvariation über die temperaturabhängigen Materialparameter Elastizitätsmodul E , Querkontraktionszahl ν sowie Dichte ρ des wellenführenden Bauteils Einfluss auf die Wellengeschwindigkeiten.

Die gleichzeitig auftretenden Effekte führen zu einer nichtlinearen Veränderung der Wellenausbreitung, so dass eine simple Streckung bzw. Stauchung der Signale im Zeitbereich oder anderweitige simple Skalierungen der Signale nicht zielführend sind.

In der Fachliteratur finden sich einige Veröffentlichungen zur Thematik der Temperaturabhängigkeit der Wellenausbreitung, allerdings in der Regel für Volumenwellen. Ausführliche Versuche zur quantitativen Beschreibung der Zusammenhänge zwischen Temperatur und Longitudinal- sowie Transversalgeschwindigkeit, jedoch für die Werkstoffe Kupfer und Aluminium und nicht für Stahl, sind in [SALA1980] publiziert. Hierbei weisen Kupfer und Aluminium zwar die gleiche Tendenz auf, nämlich dass mit sinkender

Temperatur die Wellengeschwindigkeiten steigen, jedoch unterscheiden sich die beiden Werkstoffe deutlich im Ausmaß der Geschwindigkeitsänderung. Somit sind, abgesehen von Tendenzen, keine pauschalen Rückschlüsse auf andere Metalle möglich. In [HEYM1983] werden Versuche zur Temperaturabhängigkeit der Wellengeschwindigkeiten in drei unterschiedlichen Stahllegierungen präsentiert. Allerdings wird dort ausschließlich die Longitudinalwellengeschwindigkeit betrachtet. Die Ergebnisse der Versuche von [HEYM1983] zeigen messbare Unterschiede der Temperaturabhängigkeit der Wellengeschwindigkeit in Abhängigkeit des Kohlenstoffgehalts des Stahls.

In einigen Arbeiten wie z.B. [LU2005, KONS2006] wird für den Fall, dass die Temperatur am Baukörper nicht kontinuierlich gemessen wird, eine so genannte „Multi-Step Procedure“ vorgeschlagen, die jedoch die Erstellung eines umfangreichen Referenz-Datensatzes bestehend aus einer Vielzahl von Messsignalen bei unterschiedlichen Temperaturen voraussetzt, was mit erheblichem Aufwand verbunden und deshalb häufig nicht praktikabel ist. In Anbetracht der für die Anregung und Detektion der geführten Wellen ohnehin am Bauwerk vorhandenen Messtechnik ist die zusätzliche Erfassung der Temperatur in moderaten Messintervallen ohne großen Zusatzaufwand möglich. Nach Meinung des Autors ist es nicht sinnvoll, bei der Überwachung von Bauwerken auf die Nutzung dieser leicht zu erfassenden Temperaturinformation zu verzichten. Das im Rahmen dieser Dissertation entwickelte und im Folgenden vorgestellte Verfahren der Temperaturkompensation baut deshalb auf der Kenntnis der Temperatur zum Zeitpunkt der einzelnen Messungen auf.

Grundidee hierbei ist, die elementaren Materialeigenschaften Elastizitätsmodul, Dichte, Querkontraktionszahl und Wärmeausdehnungskoeffizient des betrachteten Stahlwerkstoffs als Funktion der Temperatur zu beschreiben. Hiermit lassen sich ebenfalls als Funktion der Temperatur die Volumenwellengeschwindigkeiten angeben, mit denen dann Dispersionsbeziehungen der Lamb-Wellen berechnet werden können. Statt einer großen und nicht ohne weiteres zu erstellenden Datenbasis realer Zeitbereichssignale, wie in [LU2005, KONS2006] vorgeschlagen, sind im hier entwickelten Verfahren lediglich für eng gestaffelte Temperaturen die vorab zu ermittelnden Datensätze der Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten der Lamb-Wellen erforderlich.

Die gemessenen Zeitbereichssignale der Sensoren werden bei der neu entwickelten Vorgehensweise der Temperaturkompensation über die erweiterte Dispersionskompensation in den Wegbereich transformiert. Dabei erfolgt neben den bereits ausführlich in Kap. 7.5 beschriebenen vorteilhaften Auswirkungen der Dispersionskompensation gleichzeitig die Kompensation der Temperatureffekte, da in Abhängigkeit der Temperatur zum Messzeitpunkt der jeweils passende Datensatz der Dispersionsbeziehungen gewählt wird.

7.6.1 Theoretische Grundlagen des entwickelten Verfahrens

In [RICH1973] sind die physikalischen Eigenschaften von insgesamt 52 Eisenwerkstoffen in Abhängigkeit der Temperatur, beginnend bei ca. 0°C bis über 1000°C, angegeben. Mechanische Eigenschaften wie Festigkeit oder Zähigkeit sowie magnetische Werte enthält die genannte Arbeit nicht. Für das im Rahmen dieser Dissertation entwickelte Verfahren zur Temperaturberücksichtigung liefert die vorgenannte Veröffentlichung alle erforderlichen Materialkennwerte. Aufgrund des Alters der Veröffentlichung ist eine exakte Zuordnung der 52 untersuchten Eisenwerkstoffe anhand von Werkstoffnummern zu den Stahlsorten nach DIN EN 10025-2:2004 nicht direkt möglich. Über einen Vergleich der bekannten physikalischen Eigenschaften bei Raumtemperatur sowie vor allem durch Gegenüberstellung der chemischen Zusammensetzung der Stahlwerkstoffe lässt sich jedoch der in den Versuchen in Kap. 7.6.2 verwendete Stahl S355J2 dem Werkstoff Nr.16 (schweißbarer Feinkornbaustahl St E 36) in [RICH1973] zuordnen.

Für den bauwerksrelevanten Temperaturbereich bis ca. 150°C werden im Folgenden lineare Zusammenhänge angenommen. Die annähernd geradlinigen Kurvenverläufe des Materials Nr.16 in [RICH1973] in diesem Temperaturbereich rechtfertigen diese Annahme. Gleichungen 7.8 bis 7.13 gelten für den schweißbaren Feinkornbaustahl St E 36 mit der Temperatur T in °C.

$$\text{Elastizitätsmodul} \quad E(T) = 211000 - 63 \cdot T \quad (7.8)$$

$$\text{Dichte} \quad \rho(T) = 7856 - 0,31 \cdot T \quad (7.9)$$

$$\text{Querkontraktionszahl} \quad \nu(T) = 0,285 + 3,38 \cdot 10^{-5} \cdot T \quad (7.10)$$

$$\text{Wärmeausdehnungskoeffizient} \quad \alpha_t(T) = 12 \cdot 10^{-6} + 6,03 \cdot 10^{-9} \cdot T \quad (7.11)$$

Die in Kap. 3.1.1 angegebenen Gleichungen 3.1 und 3.2 zur Bestimmung der Longitudinal- und Transversalgeschwindigkeit werden unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Materialeigenschaften zu Gleichungen 7.12 und 7.13.

$$c_L(T) = \sqrt{\frac{E(T) \cdot (1 - \nu(T))}{\rho(T) \cdot (1 + \nu(T)) \cdot (1 - 2 \cdot \nu(T))}} \quad (7.12)$$

$$c_T(T) = \sqrt{\frac{E(T)}{2 \cdot \rho(T) \cdot (1 + \nu(T))}} \quad (7.13)$$

Abb. 7-9 stellt die (nichtlinearen) Verläufe der Longitudinal- und Transversalwellengeschwindigkeiten nach Gl. 7.12 und 7.13 (bezogen auf den jeweiligen Wert bei +20°C) in

einem Temperaturbereich von -20°C bis $+100^{\circ}\text{C}$ dar. Die bereits in [SALA1980] für Kupfer und Aluminium ermittelte Abnahme der Phasengeschwindigkeiten der Volumenwellen bei steigender Temperatur trifft offensichtlich ebenso auf Stahl zu.

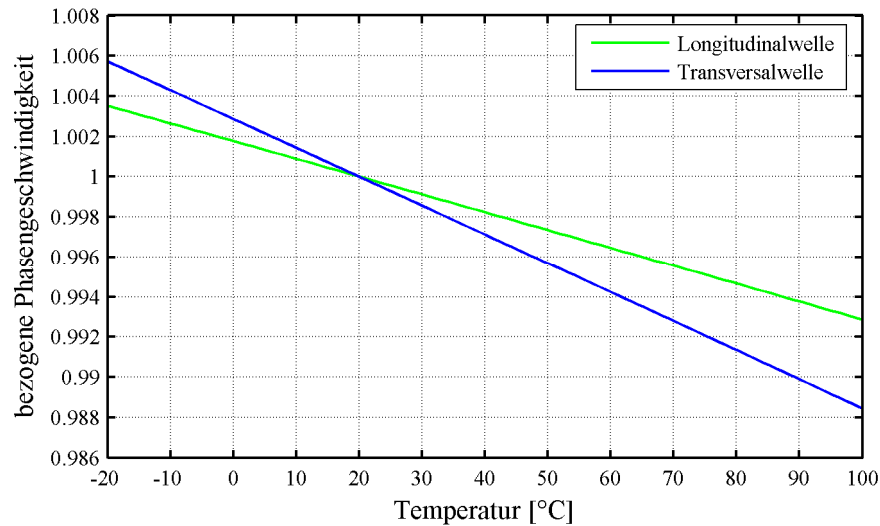


Abb. 7-9: Phasengeschwindigkeiten in Abhängigkeit der Temperatur bezogen auf die 20°C Geschwindigkeiten (Stahl St E 36)

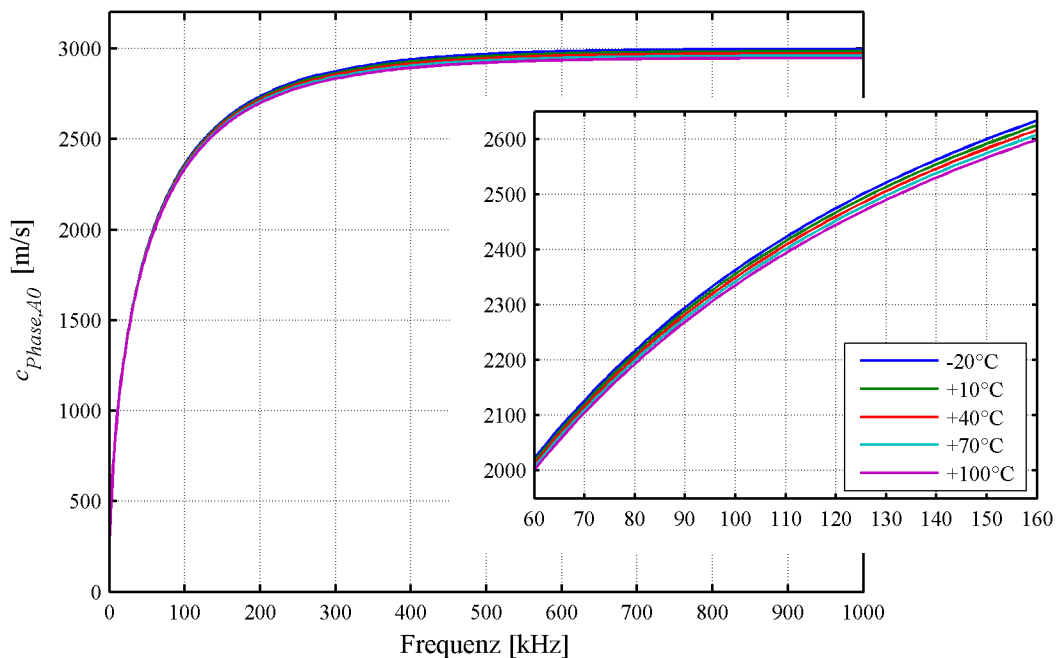


Abb. 7-10: Phasengeschwindigkeit der A_0 -Welle bei ausgewählten Temperaturen (10 mm Stahl)

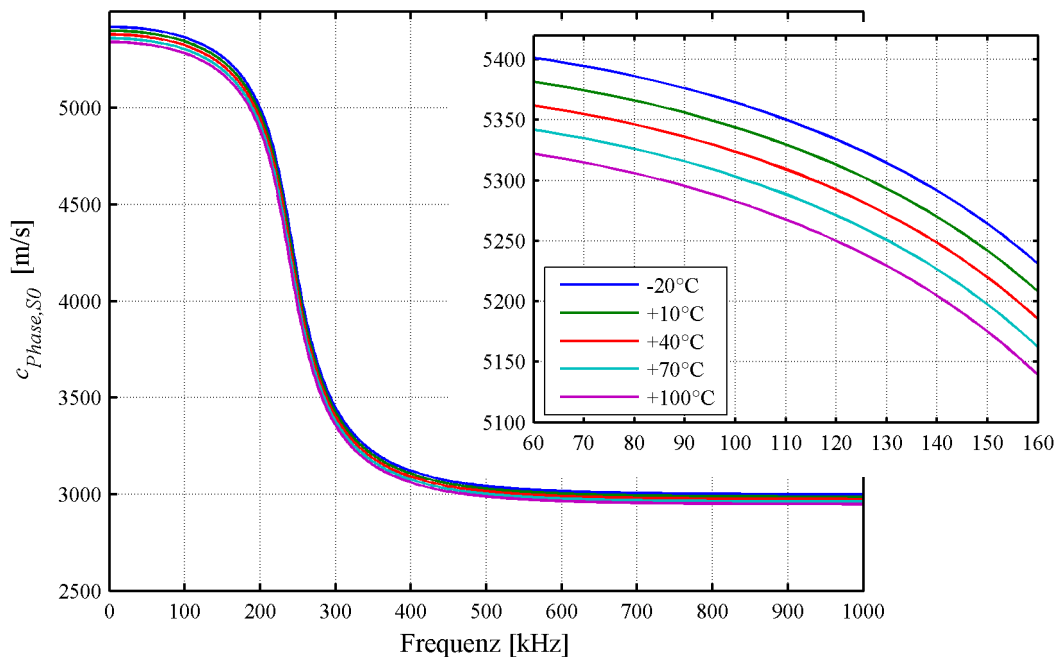


Abb. 7-11: Phasengeschwindigkeit der S_0 -Welle bei ausgewählten Temperaturen (10 mm Stahl)

Die Longitudinal- und die Transversalwellengeschwindigkeiten sind neben der Blechdicke die Eingangsparameter der Rayleigh-Lamb-Gleichung (siehe Gleichungen 4.25 und 4.26 in Kap. 4.1). Folglich sind somit auch die Geschwindigkeiten der einzelnen Lamb-Moden ebenfalls abhängig von der Temperatur. Auf Grundlage der Gleichungen 7.8 bis 7.11 stellen Abb. 7-10 und Abb. 7-11 die Phasengeschwindigkeiten sowohl des S_0 - als auch des A_0 -Modes für unterschiedliche Temperaturen für ein Stahlblech der Dicke 10 mm dar.

Analog zur auf +20°C bezogenen Darstellung der Phasengeschwindigkeiten der Volumenwellen zeigt Abb. 7-12 die ebenfalls auf +20°C bezogenen Phasengeschwindigkeiten des A_0 - und des S_0 -Modes für verschiedene Temperaturen. Phasengeschwindigkeitsänderungen in der Größenordnung von mehreren Prozent können auftreten.

Bisher wurden Auswirkungen einer Temperaturänderung auf die Geschwindigkeiten der Lamb-Wellen betrachtet. Der Aspekt der Signalwegverlängerung blieb vorläufig unberücksichtigt. Bei steigender Temperatur verringert sich nicht nur die Wellengeschwindigkeit. Infolge Wärmeausdehnung verlängert sich zusätzlich die Signallaufstrecke. In Hinblick auf die gemessene Signallaufzeit der sich vom Aktuator zum Sensor ausbreitenden Welle addieren sich beide Effekte.

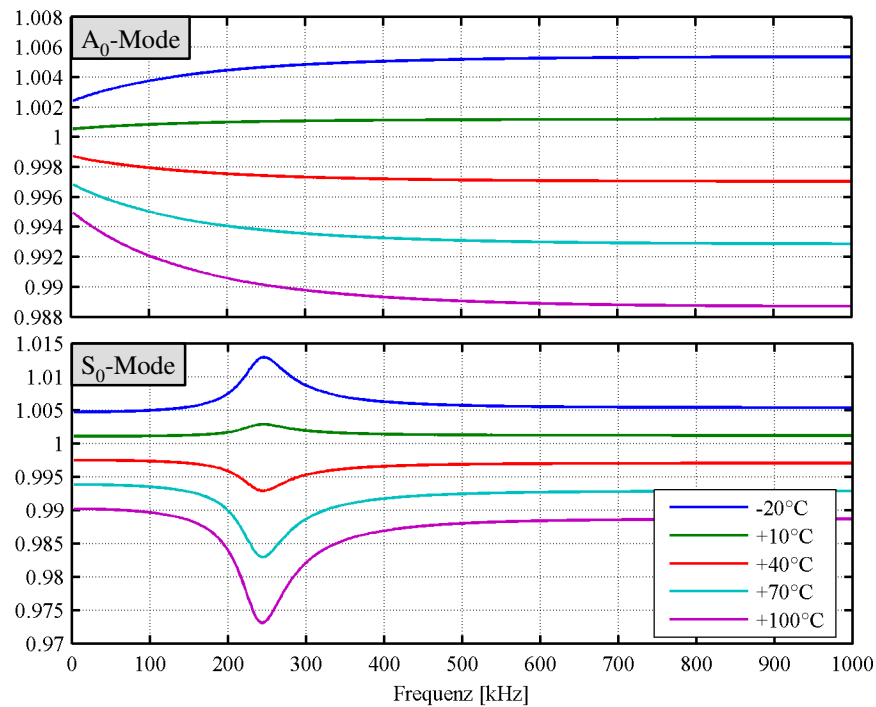


Abb. 7-12: auf +20°C bezogene Phasengeschwindigkeiten (10 mm Stahl)

Der Effekt der Signalwegsverlängerung ist zwar geringer als die Auswirkung der temperaturbedingten Geschwindigkeitsänderung, muss aber unbedingt bei der Temperaturkompensation berücksichtigt werden. Abb. 7-13 stellt für die beiden fundamentalen Lamb-Moden bezogen auf ein 10 mm Blech aus St E 46 (siehe [RIC1973]) den prozentualen Anteil des Effekts der Signallaufstreckenverlängerung infolge Wärmeausdehnung an der Gesamtsignallaufzeitverlängerung dar. Es lässt sich grob feststellen, dass der Einfluss der Wärmeausdehnung ca. 10% beträgt, während die restlichen ca. 90% der temperaturabhängigen Geschwindigkeitsänderung zuzurechnen sind.

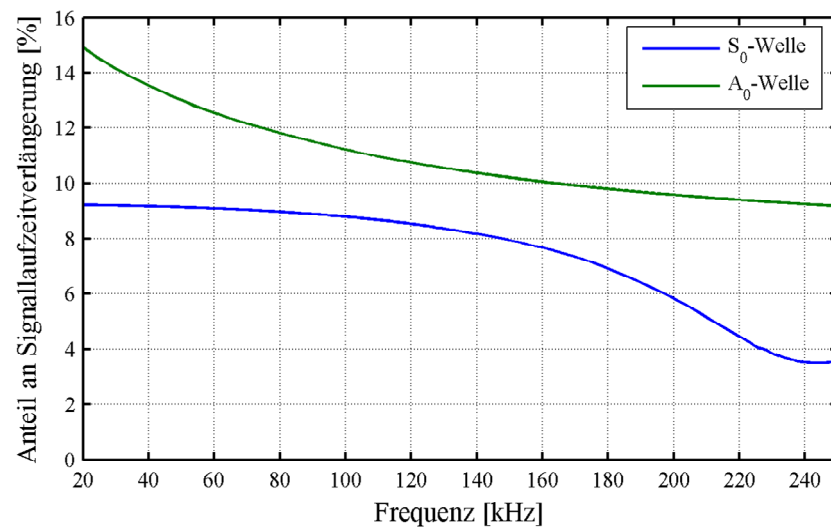


Abb. 7-13: prozentualer Anteil der Signallaufstreckenverlängerung infolge Erwärmung an der Gesamtsignallaufzeitveränderung (10 mm Stahl)

7.6.2 Experimentelle Validierung des entwickelten Verfahrens

Aufbauend auf der Theorie des Temperatureinflusses auf die Signallaufzeiten in Kap. 7.6.1 wird im Folgenden anhand von Versuchen das entwickelte Verfahren zur Temperaturkompensation validiert. Abb. 7-14 stellt den Versuchskörper mit zwei Aktuatoren, sechs Sensoren und drei Temperaturmessstellen dar. Anhang F enthält zusätzlich Fotos des Versuchskörpers. Die doppelreihige Anordnung der Piezo-Elemente erfolgt aus Gründen der Redundanz. Verwendung finden die in Tab. 5-1 abgebildeten PZT-Elemente aus PIC255-Keramik Ø 20 mm. Die Applikation der Piezos erfolgte mit dem 2K-Epoxidharz *Loctite Hysol 9466* und durch Schaltmagnete realisiertem Aufpressdruck während der Aushärtezeit (siehe Kap. 2.3.2).

Die wärmegeämmte Klimakammer mit permanenter Luftumwälzung zur Vermeidung einer Temperaturschichtung innerhalb der Kammer wurde in den Versuchen bis knapp über +80°C aufgeheizt, um dann langsam auf eine Umgebungstemperatur von +20°C abzukühlen. Hierbei wurde beim Erreichen jeweils einer 10 K-Stufe beginnend bei +80°C ein kompletter Satz Messungen durchgeführt. Die Temperaturüberwachung erfolgte permanent an den in Abb. 7-14 eingezeichneten drei Orten. Aufgrund der Luftumwälzung waren die Temperaturunterschiede zwischen den drei Messpunkten vernachlässigbar klein, es kann somit von einem gleichmäßigen Temperaturniveau in der Platte ausgegangen werden.

Der für jede der Temperaturstufen erstellte Satz Messungen besteht aus den Messsignalen aller 6 Sensoren bei insgesamt 11 einzelnen Anregungssignalen, die sich nur durch ihre Signalmittenfrequenzen f_0 unterscheiden. Als Signalform wurde ein Hanning-gefensterter Wellenzug aus 3 Sinuswellen (siehe Kap. 7.2) für alle Messungen gewählt. Die Anregung erfolgte mit jeweils einem der PZT-Aktuatoren.

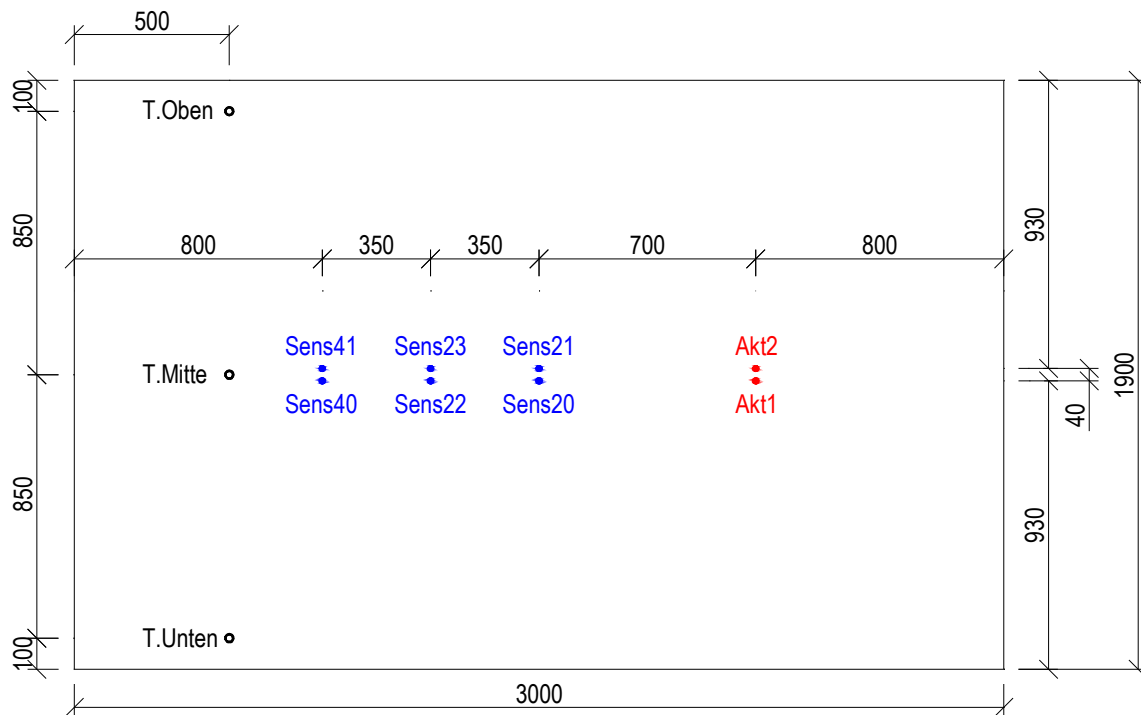


Abb. 7-14: Versuchskörper für Temperaturversuche

Beispielhaft zeigt Abb. 7-15 einen Ausschnitt des lediglich digital gefilterten (siehe Kap. 7.3) gemessenen elektrischen Spannungssignals des Sensors 22 über die Zeit bei Anregung mit Aktuator 1. Die Mittenfrequenz des Anregungssignals beträgt $f_0 = 50$ kHz, die Signallaufstrecke 1050 mm. Deutlich am Verlauf der Messkurven zu erkennen sind vor allem zwei Auswirkungen der Temperaturvariation. Erstens treffen die Wellen am Sensor bei steigender Temperatur später ein, was entsprechend den theoretischen Betrachtungen in Kap. 7.6.1 zu erwarten war. Zweitens nimmt die Amplitude der Signale bei steigender Temperatur ab. Dieser zweite Effekt wird durch die Temperaturabhängigkeit der PIC255-Keramik verursacht (siehe Kap. 2.2.2), wirkt sich jedoch nicht übermäßig nachteilig aus, da er durch eine Normierung des Signalverlaufs weitgehend eliminiert werden kann und deshalb hier nicht weiter betrachtet wird.

Über die selbstentwickelte Temperaturkompensation, deren Grundlagen Kap. 7.6.1 zu entnehmen sind, können die temperaturbedingten Geschwindigkeitsvariationen der Lamb-Wellen und die dadurch bedingten Phasenversätze zwischen den Messungen bei unter-

schiedlichen Temperaturen nachträglich korrigiert werden. Wie bereits in vorangegangenen Abschnitten erläutert, erfolgt hierbei gleichzeitig eine Transformation aus dem Zeit- in den Wegbereich.

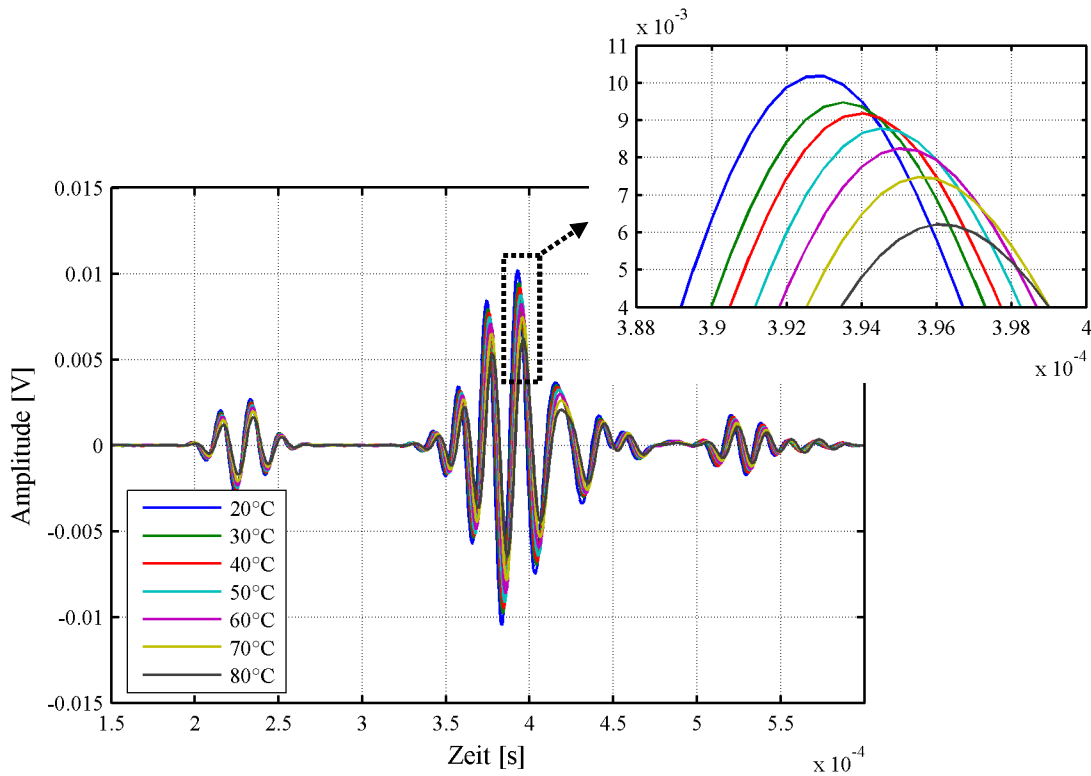


Abb. 7-15: Zeitbereichssignale Sensor 22 bei Anregung mit $f_0 = 50$ kHz an Aktuator 1

Die Dispersionskompensation der Messsignale des Sensors 20 liefert einen Signalbeginn bei ca. 700 mm, die der Signale des Sensors 40 einen Signalbeginn bei ca. 1400 mm. Zwischen den Signalanfängen oder anderen, in der Signalauswertung leichter handhabbaren Charakteristika der dispersionskompensierten Wellenzüge (wie z.B. den Signalgrößtwerten) beträgt die Differenzstrecke somit ebenfalls ca. 700 mm. Diese Differenzsignallaufstrecke der Lamb-Wellen zwischen Sensor 20 und Sensor 40 ist Grundlage der folgenden Betrachtungen.

Werden Temperature Auswirkungen auf die Signallaufzeiten ignoriert, d.h. die Dispersionskompensation mit für alle Temperaturen gleichen Dispersionsbeziehungen durchgeführt, so erhält man die „falschen“ Ergebnisse der Abb. 7-16. Dargestellt sind dort die Fehler der Signallaufstreckendifferenz bezogen auf die Signale bei Raumtemperatur +20°C für alle Signalmittenfrequenzen f_0 von 40 kHz bis 100 kHz (bei A₀-Mode) bzw. 140 kHz (bei S₀-Mode) und für alle Temperaturen bis +80°C. Die Beschränkung auf Signalmittenfrequenzen von maximal 100 kHz beim A₀-Mode resultiert aus dem nicht mehr akzeptablen Verhältnis von Wellenlänge zu Piezogröße bei höheren Frequenzen

(siehe dazu auch Kapitel 5). Zu erkennen ist in Abb. 7-16, dass wie bei den Zeitbereichssignalen in Abb. 7-15 auch bei diesen Signalen im Wegbereich der Fehler in Form eines fälschlicherweise detektierten Anwachsens der Signallaufstrecke bei steigender Temperatur zunimmt.

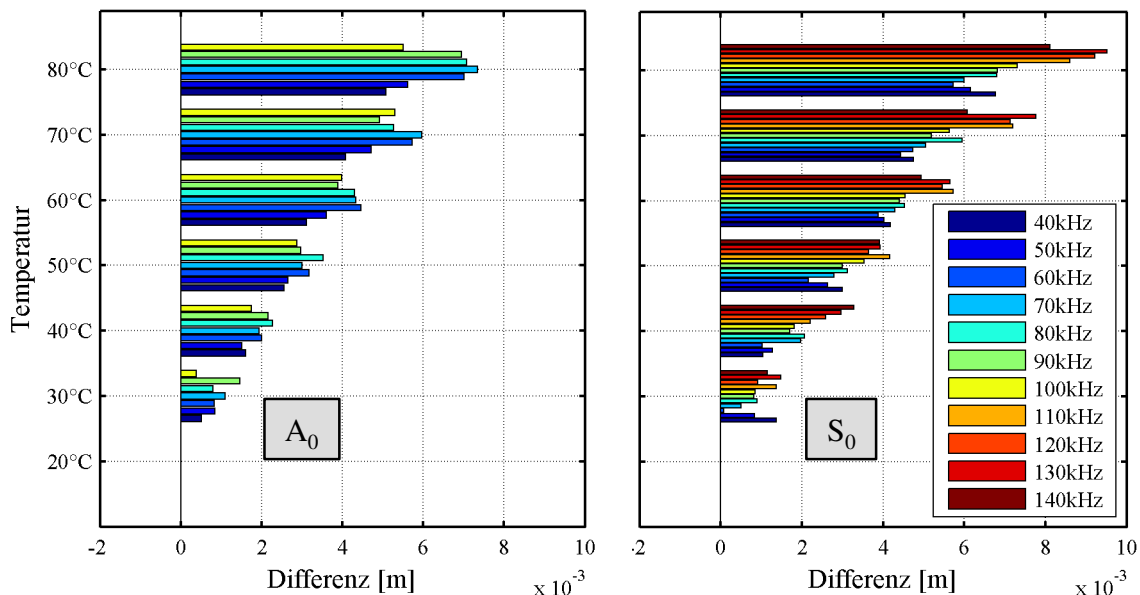


Abb. 7-16: Signallaufstreckendifferenzfehler zwischen den Sensoren 20 und 40 bei vollständiger Ignorierung der Temperatureinflüsse, Referenz ist +20°C

Wird nun die Temperaturkompensation in Form temperaturspezifischer Dispersionsdatensätze angewendet, ergeben sich Ergebnisse entsprechend Abb. 7-17. Klar zu erkennen ist im Vergleich zu Abb. 7-16 die signifikante Reduktion des Fehlers der Signallaufstreckendifferenz. Des Weiteren fällt auf, dass bei einer Temperatur von +80°C der Fehler tendenziell größer als bei niedrigeren Temperaturen ist. Ursache hierfür ist das Temperaturverhalten des verwendeten 2K-Epoxid-Klebstoffs *Loctite Hysol 9466* [LOCT2006]. Dieser Klebstoff weist eine Glasübergangstemperatur von $T_G = 62^\circ\text{C}$ auf. Beim Erreichen von T_G tritt allerdings keine sprunghafte Änderung des Phasenzustands auf, vielmehr handelt es sich um einen gleitenden Übergang in den weichen Bereich. Dieser Aspekt wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht weiter betrachtet, es sei hier auf die Fachliteratur wie z.B. [HABE2006] verwiesen. Die Verwendung alternativer Klebstoffe mit höheren Glasübergangstemperaturen wird im Fall von Bauwerkstemperaturen über 60°C empfohlen.

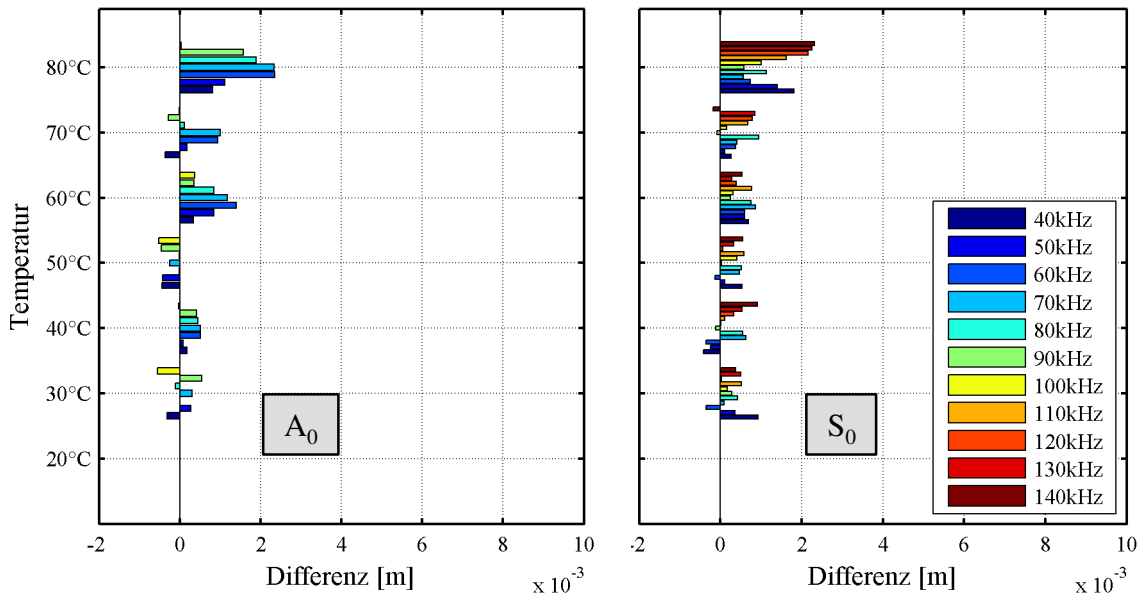


Abb. 7-17: Signallaufstreckendifferenzfehler zwischen den Sensoren 20 und 40 bei Berücksichtigung temperaturspezifischer Dispersions-Datensätze, Referenz ist +20°C

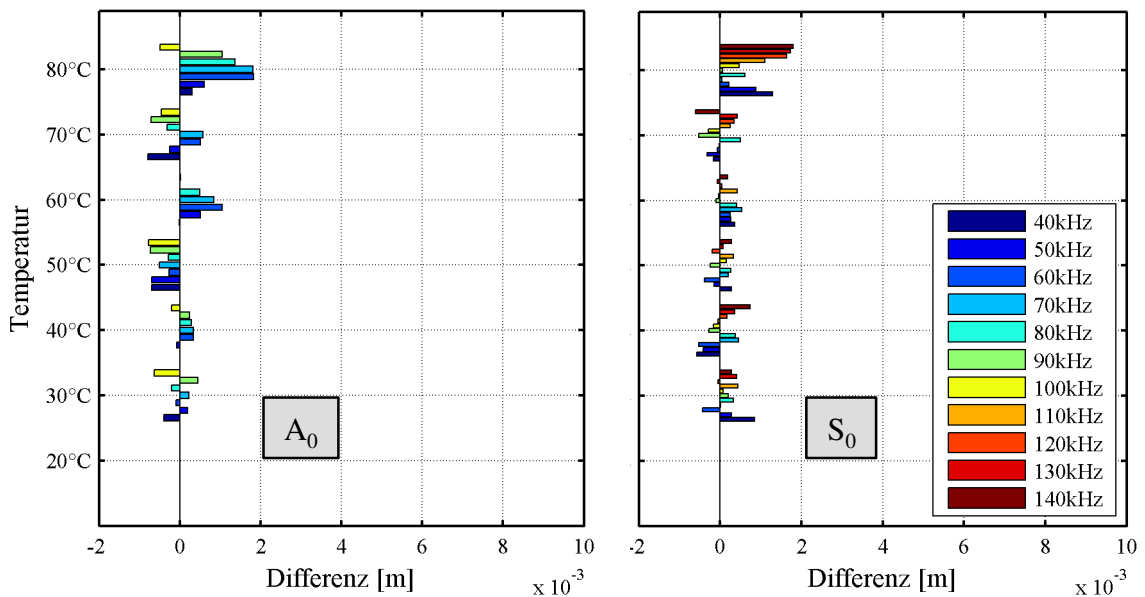


Abb. 7-18: Signallaufstreckendifferenzfehler zwischen den Sensoren 20 und 40, zusätzliche Berücksichtigung der Signallaufstreckenveränderung infolge Temperatursausdehnung

In Abb. 7-17 fällt außerdem negativ auf, dass die Differenzen der auf die +20°C Messung bezogenen Signallaufstrecken eine leicht positive Tendenz aufweisen. Ursache ist die in den theoretischen Betrachtungen in Kap. 7.6.1 schon beschriebene, hier bei den realen Messwerten aber bislang unberücksichtigte Signallaufstreckenveränderung infolge Temperatúrausdehnung des Blechs. Wird dieser Effekt zusätzlich mit in die Datenauswertungen einbezogen, so ergeben sich die in Abb. 7-18 dargestellten Ergebnisse. Mit Ausnahme der bereits angesprochen Klebstoffprobleme bei +80°C wird die Signallaufstreckendifferenz auf ein sehr kleines Maß reduziert.

Wie die Versuchsergebnisse zeigen, ist das Verfahren der Temperaturkompensation (bestehend aus einerseits der Verwendung eines temperaturspezifischen Dispersionsdatensatzes und andererseits der Berücksichtigung der Signallaufstreckenveränderung infolge Temperatúrausdehnung) sehr effektiv in der Lage, Temperatureffekte auf die Signallaufzeiten zu kompensieren. Die noch verbleibenden kleinen Differenzen in Abb. 7-18 können gegebenenfalls durch Verfahren ähnlich der adaptiven Phasenkorrektur (siehe Kap. 7.4) minimiert werden.

Kapitel 8

Passives Beamforming der Sensorsignale

8.1 Allgemeines zum Beamforming

Unter Beamforming ist im Allgemeinen die Überlagerung bzw. Kombination mehrerer erzeugter Wellen oder gemessener Einzelsignale unidirektionaler Isotropstrahler oder –empfänger wie z.B. runder PZT-Elemente zur Erzielung einer gerichteten Antenne zu verstehen. Die Grundprinzipien entstammen der Antennentechnik, lassen sich aber beliebig auf andere Bereiche wie zum Beispiel die Anregung und Messung von geführten Wellen zum Zweck der Schadenslokalisierung anwenden, wie in den folgenden Kapiteln ausführlich dargestellt. Der Aufbau dieser aus Einzelementen bestehenden sog. Arrays kann sehr unterschiedlich sein, gleich ist bei allen Arrays jedoch das präzise Zusammenspiel individuell angesteuerter Einzelemente, ohne das eine Richtwirkung nicht zu erzielen wäre.

Das Beamforming kann sowohl aktiv auf der Anregungsseite (wie detailliert in Kapitel 9 beschrieben) zur Erzeugung einer gerichteten und infolge Signalüberlagerung ebenfalls verstärkten Signalabstrahlung ähnlich einem fokussiertem Scheinwerfer als auch passiv auf der Sensorseite durch nachträgliche Phasen- bzw. Wegversätze der gemessenen Signale erfolgen.

Grundprinzip des Beamformings, unabhängig ob aktiv oder passiv, ist immer die Signalanregung bzw. -messung von einem möglichst kompakten Array-Bereich aus, wobei sich die ausgesendeten Signale, in dieser Arbeit in Form von Lamb-Wellen, in größere angrenzende Bereiche ausbreiten. Diese Grundidee steht im Gegensatz zu SHM-Anwendungen, die eine verteilte und dadurch eher großflächige Applikation der Einzelemente voraussetzen, wie z.B. die in Verbundwerkstoffe einlaminieren, mit Piezoelementen versehenen Folien des Herstellers *Acellent Technologies* [ACEL2008], siehe auch Kap. 1.3.

Das Sensorsignal-Beamforming findet außer bei Radar-Richtantennen auch Anwendung beispielsweise bei handelsüblichen, reichweitenoptimierten WLAN-Routern oder im Bereich der Akustik zur Ortung von Schallquellen. Abb. 8-1 zeigt exemplarisch eine akustische Kamera, also ein Richtmikrofon, der Firma *gfai tech GmbH* mit insgesamt 48 Einzelmikrofonen sowie die Auswertung von Schallsignalen bei einem *Liebherr* Großbagger (aus [GFAI2008]). Klar zu erkennen ist in der mit dem optischen Bild überlagerten Visualisierung der Schallamplituden die Position des schallverursachenden Baggermotors. Dieses Konzept der Visualisierung von akustischen Wellen findet in den folgenden Abschnitten dieser Dissertation in ähnlicher Weise Anwendung bei der Detektion und Lokalisierung von Störstellen in Plattenstrukturen.

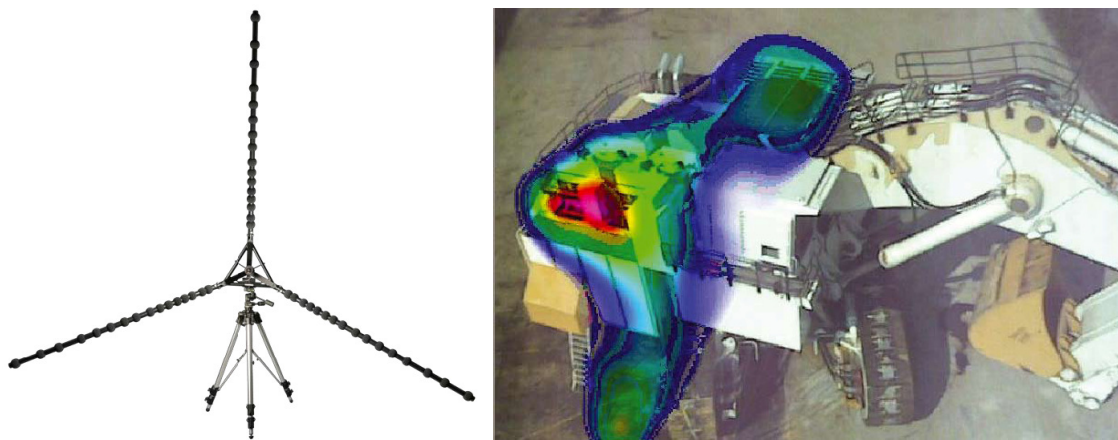


Abb. 8-1: akustische Kamera [GFAI2008]

8.2 Grundprinzip des Beamformings auf der Sensorseite

Beim Beamforming der Sensorsignale wird die Ausrichtung der fiktiven Richtantenne im Anschluss an die eigentliche Messung durch eine entsprechende Signalverarbeitung erreicht, die auf einer zeitlichen bzw. räumlichen Verschiebung der Signalverläufe basiert. Das Sensorsignal-Beamforming ist dementsprechend eine reine Nachlaufrechnung, die Erfassung der Messdaten erfolgt ohne Berücksichtigung des Beamformings.

Physikalische Grundlage für die Schadensdetektion und –lokalisierung mit Hilfe dieses Verfahrens ist die an einem Schaden bzw. allgemein an einer Störstelle reflektierte Energie der Lamb-Wellen, die sich zum Sensorarray hin ausbreitet und dort messtechnisch erfasst wird. Im Rahmen der Versuche in Kap. 8.3 werden Differenzsignale, die aus dem geschädigten und dem Referenz-Zustand gebildet werden, verwendet, um neu aufgetretene Schäden besser im Signalverlauf erkennen zu können. Für das allgemeine Prinzip des Sensorsignal-Beamformings ist diese Vorgabe der Differenzsignale jedoch prinzipiell nicht erforderlich. Anregungssignale, verschiedene Signaloptimierungen etc. wurden ausführlich in Kapitel 7 beschrieben.

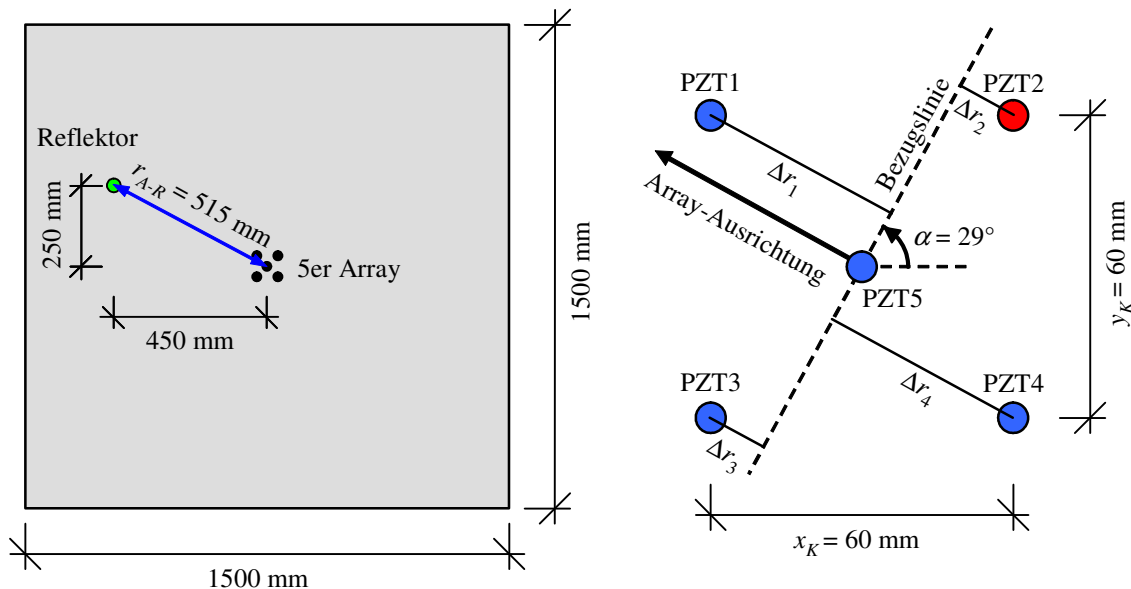


Abb. 8-2: Grundprinzip Sensorsignal-Beamforming und Beispiel

Anders als bei vielen anderen Beamforming-Anwendungen werden bei der in diesem Abschnitt vorgestellten Methode zur Schadensortung nicht direkte Zeitbereichssignale betrachtet, sondern stattdessen dispersionskompensierte Signale im Wegbereich genutzt. Die dafür erforderliche Integration der Dispersionskompensation (siehe Kap. 7.5) wirkt

sich dabei in vielfacher Hinsicht vorteilhaft aus. Einerseits ist die Signalform der detektierten Wellenzüge im Messsignal immer identisch und zwar unabhängig von unterschiedlichen Laufstrecken der Signale, andererseits kann die Schadensortung direkt im Wegbereich erfolgen. Außerdem können aufgrund der Nutzung der Dispersionskompensation auch hochdispersive Frequenzbereiche der Lamb-Wellen genutzt werden, in denen die reinen Zeitbereichssignale stark zerlaufen sind und somit eine sinnvolle Superposition zum Zwecke des Beamformings ausschließen.

Abb. 8-2 stellt exemplarisch ein Array bestehend aus 5 PZT-Elementen dar. Im Rahmen dieses Kapitels 8, welches sich mit dem reinen Sensorsignal-Beamforming beschäftigt, wird nur ein PZT-Element zur Zeit als Aktuator angesteuert, die Anregung erfolgt also mit der Charakteristik eines Isotropstrahlers. Eine Richtwirkung wird ausschließlich auf der Sensorseite erzielt. Die den Versuchen der vorliegenden Arbeit zur Verfügung stehende Messhardware ist in der Lage, durch Verwendung einer Schaltmatrix die Aktuator/Sensor-Funktion beliebig den Einzelementen zuzuordnen. Aufgrund zu langsamer Umschaltzeiten kann der anregende Piezo jedoch nicht direkt im Anschluss an seine aktive Funktion sensorisch zur Detektion der sich ausbreitenden Lamb-Wellen genutzt werden. Somit entspricht die Funktionsweise des Arrays ausschließlich dem Puls-Echo-Prinzip und nicht dem Pitch-Catch-Modus, siehe hierzu Kap. 1.3. Die Anzahl N der maximal generierbaren Signalverläufe eines derartigen Arrays im reinen Puls-Echo-Betrieb lässt sich aus der Anzahl n der Einzelsignale mit Gl. 8.1 bestimmen.

$$N = n \cdot (n - 1) \tag{8.1}$$

Nach [DAVI2006] können die Visualisierungsalgorithmen der auf geführten Wellen basierenden Schadensdetektionsmethoden üblicherweise in drei Gruppen unterteilt werden: die „*Common Source Method*“ (CSM), die „*Synthetic Aperture Focussing Technique*“ (SAFT) und die „*Total Focussing Method*“ (TFM). Hierbei stellt die CSM die einfachste Variante mit den im Vergleich zu den anderen beiden Verfahren generell schlechtesten Ergebnissen dar, was daran liegt, dass nur einmal eine einzige Anregung erfolgt, die von allen Sensoren erfasst wird. Bezogen auf Abb. 8-2 würden bei Anwendung der CSM lediglich 5 Messsignale erfasst. Die TFM als umfangreichste Signalerfassung aller möglichen Aktuator/Sensor-Pfade weist die größte Ähnlichkeit mit der im Rahmen dieses Kapitels verwendeten Methode auf, berücksichtigt im Vergleich hierzu jedoch zusätzlich auch die Puls-Echo-Pfade, was in der vorliegenden Arbeit aus bereits geschilderten Gründen nicht möglich ist. Nichtsdestotrotz wird aufgrund der großen Ähnlichkeit die im Folgenden präsentierte Vorgehensweise ebenfalls als TFM bezeichnet. Die dritte Möglichkeit, das SAFT-Verfahren, scheidet für weitere Betrachtungen aus, da es ausschließlich auf der Puls-Echo-Methode basiert.

Der in der vorliegenden Dissertation entwickelte Algorithmus zur Schadensdetektion und -lokalisierung baut darauf auf, dass jedem Punkt x_i / y_i der zu untersuchenden Struktur, die

in ein für die Beamforming-Auswertung erforderliches Raster unterteilt ist, unterstellt wird, ein Reflektor der geführten Welle zu sein. Für jeden Punkt der Struktur werden deshalb der Winkel α (siehe Abb. 8-2), der die Ausrichtung der imaginären Sensor-Richtkeule bestimmt, sowie die Entfernung r_{A-R} des betrachteten Orts orthogonal zur Bezugslinie, die in der Regel durch den Array-Mittelpunkt verläuft, nach Gl. 8.2 ermittelt. Über den Winkel α und die Geometrie des Arrays lassen sich für alle erfassten Sensor/Aktuator-Pfade die einzelnen Wegversätze Δr_i bestimmen. Anschließend werden die dispersionskompensierten Signale f_i im Wegbereich in Abhängigkeit der Lage des jeweiligen Einzelsensors (blau in Abb. 8-2) sowie der Lage des aktuellen Aktuators (rot in Abb. 8-2) bezogen auf die auch als imaginäre Wellenfront bezeichnete Bezugslinie um den entsprechenden resultierenden Wegversatz $\Delta r_{Sensor} + \Delta r_{Aktuator}$ verschoben, siehe Abb. 8-3. Diese im Wegbereich verschobenen Signale werden additiv superponiert und anschließend die Hilbert-Einhüllende [OPPE1999] des Gesamtsignals berechnet, um nur eine Hüllkurve anstatt des sonst naturgemäß welligen Signalverlaufs zu erhalten (siehe Abb. 8-3).

$$r_{A-R} = \sqrt{(x_i - x_{Arraymitte})^2 + (y_i - y_{Arraymitte})^2} \quad (8.2)$$

$$r_{gesamt} = 2 \cdot r_{A-R} + \Delta r_{Aktuator} + \Delta r_{Sensor} + \frac{l_{Wellenzug}}{2} \quad (8.3)$$

$$M_{Erg}(x_i, y_i) = \sum_{a=1}^A f_a(r_{gesamt}(x_i, y_i)) \quad A: \text{Anzahl der Aktuator/Sensor-Pfade} \quad (8.4)$$

Der entwickelte Algorithmus berücksichtigt diese Vorgehensweise derart, dass in Abhängigkeit des Abstands r_{gesamt} nach Gl. 8.3 der Funktionswert dieses synthetisch erzeugten Richtmikrofon-Signals als Summe aller Einzelwegsignale $f_a(r_{gesamt}(x_i, y_i))$ am jeweiligen Ort x_i / y_i der gerasterten Struktur berechnet und entsprechend Gl. 8.4 in die 2D-Ergebnismatrix M_{Erg} eingetragen wird. Zu beachten ist, dass sich die betrachtete Strecke r_{gesamt} nicht nur aus dem Hin- und Rückweg der Lamb-Welle und den winkelabhängigen Versatzwerten, sondern auch aus dem Versatz $l_{Wellenzug} / 2$ zusammensetzt, der zusätzlich zu den bereits genannten Termen die Lage des Signalanfangs zum Maximalwert der Hilbert-Einhüllenden berücksichtigt (siehe Gl. 8.3).

Lediglich bei einem tatsächlich vorhandenen Reflektor führt das beschriebene Vorgehen zu einem relativ großen Ergebniswert am Ort x_i / y_i , da nur in diesem Fall die Annahme eines neuen Wellenursprungs richtig ist. Wird am betrachteten Ort keine Welle reflektiert, so ergibt sich relativ zu Orten mit wirklichen Reflektoren ein kleinerer Wert. Der eigentliche Reflektor sticht somit aus der Gesamtmatrix durch seine große Amplitude hervor und wird dadurch detektiert.

Abb. 8-3 zeigt aufbauend auf dem System und Array-Layout der Abb. 8-2 anhand eines simulierten Signals (Hanning-gefensterter Wellenzug aus fünf Sinuswellen der Wellen-

länge $\lambda = 40$ mm) die Wegbereichssignale (schwarze Linien) der vier im Sensorbetrieb agierenden PZT-Elemente bei Wellenanregung am Aktuator PZT 2. Wird die Hauptrichtung der Strahlungskeule des Sensorarrays in Richtung des Reflektors in einem Winkel von $\alpha = 29^\circ$ geschwenkt, so ergeben sich die dargestellten Wegversätze Δr_i , die zum Versatz der in Abb. 8-3 rot gestrichelt gezeichneten einzelnen Wegbereichssignale führen. Die Superposition der Einzelsignale führt in diesem Fall, also bei korrekter Annahme einer Schallquelle bzw. eines -reflektors bei $\alpha = 29^\circ$ zur optimalen und größtmöglichen Amplitude des überlagerten Signals.

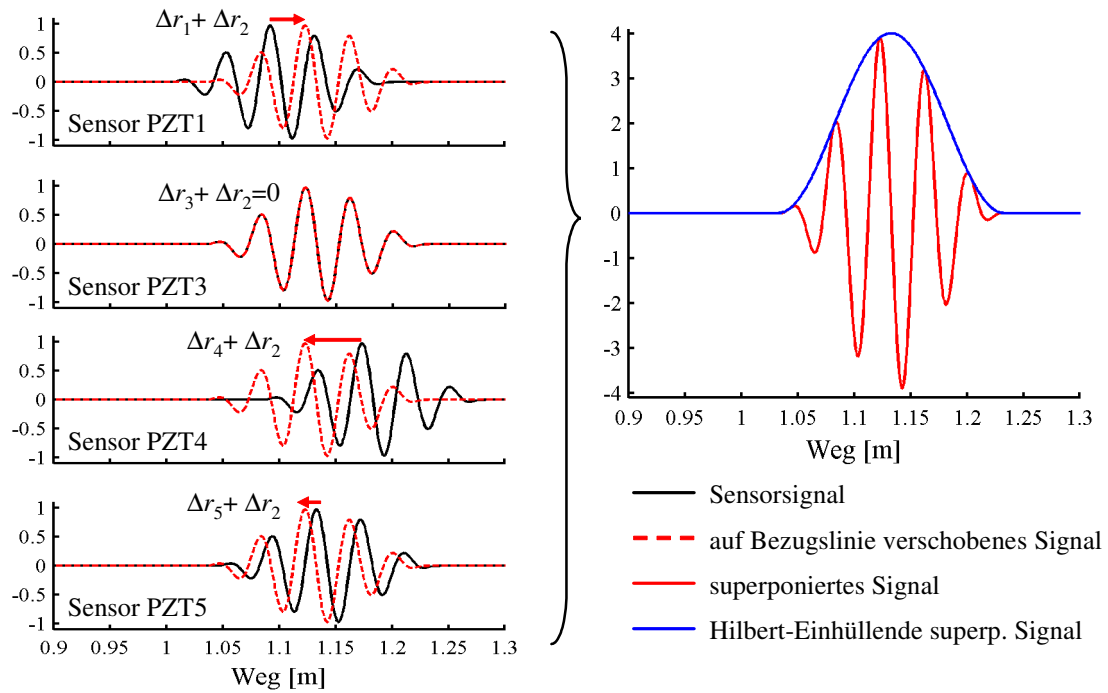


Abb. 8-3: Wegbereichssignale der PZT-Sensoren aus dem Beispiel der Abb. 8-2

Wie bereits erwähnt, wird der Funktionswert der Hilbert-Einhüllenden an entsprechender Stelle in die 2D-Ergebnismatrix M_{Erg} der Struktur eingefügt. Ebenfalls für das System in Abb. 8-2 zeigt Abb. 8-4 die grafische Auswertung der 2D-Matrix M_{Erg} . Durch Bezug auf den Maximalwert dieser Matrix kann eine für Darstellungszwecke vorteilhafte logarithmische Skalierung der Matrix entsprechend Gl. 8.5 erfolgen, man erhält die Matrix $M_{Erg,log}$ (siehe ebenfalls Abb. 8-4). Der Faktor 20 in Gl. 8.5 resultiert daraus, dass es sich bei dem betrachteten logarithmierten Ergebnis um eine akustische Feldgröße und nicht um eine energetische Größe handelt. Bei einer Schallenergiegröße ist Faktor 10 statt 20 zu wählen.

$$M_{Erg,log} = 20 \cdot \log \left(\frac{M_{Erg}}{\max(M_{Erg})} \right) \quad (8.5)$$

Ergebnisdarstellungen des Sensorsignal-Beamformings entsprechend Abb. 8-4 werden häufig zutreffender Weise als omnidirektionale B-Scans [WILC2005] bezeichnet. Statt wie bei einem „normalen“ B-Scan (z.B. im Rahmen einer Ultraschalldickenprüfung eines Blechs) den Prüfkopf zweidimensional zu verschieben und für jede Prüfkopfposition die Blechdicke oder Tiefe beispielsweise einer Dopplung in der x-y-Ebene einzutragen, erfolgt beim omnidirektionalen B-Scan die Positionierung radial durch Schwenken der Richtung von einem Ort aus unter Berücksichtigung des entsprechenden Abstands.

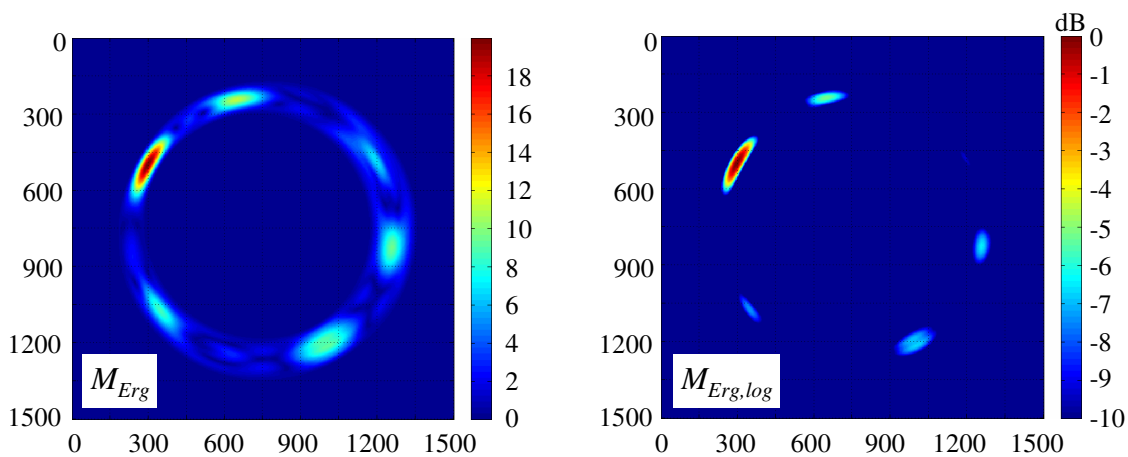


Abb. 8-4: Darstellung der Ergebnismatrizen M_{Erg} und $M_{Erg,log}$

Es empfiehlt sich bei der beschriebenen Vorgehensweise des Sensorsignal-Beamformings, das Array-Layout für die Überwachungsaufgabe angepasst zu wählen. Bei einer omnidirektional zu überwachenden Struktur wie dem quadratischen Blech in Abb. 8-2 ist ein möglichst radialsymmetrisches Array-Layout vorteilhaft. Deshalb kommt dieses Layout bei den realen Versuchen in Kap. 8.3 zum Einsatz. Prinzipiell sind verschiedenste Array-Anordnungen der Einzelsensoren möglich, die Anmerkungen aus Kap. 8.2.2 sollten dabei allerdings beachtet werden. Falls nicht ein voller 360° Bereich durch das Array abgedeckt werden muss, sondern nur ein begrenzter Winkelbereich, empfiehlt sich häufig die Anordnung der Einzelelemente als Reihenarrays wie in Kapitel 10 dieser Arbeit gewählt (siehe Abb. 10-1). Diese lineare Anordnungsform wird beispielsweise auch in [GIUR2005B] gewählt. Beim Einsatz relativ kleiner Einzelelemente oder wenn sich große Array-Abmessungen nicht störend auswirken, können auch Arrays mit einer großen Anzahl an Einzelelementen verwendet werden. So wird in [CAWL2003B] ein in ein portables Gehäuse integriertes Array aus EMAT-Aktuatoren und –Sensoren (siehe Kap. 5.1) präsentiert, bei dem die Flachspulen-EMATs auf zwei konzentrischen Kreisen angeordnet sind. Auf dem inneren Kreis befinden sich 16 Aktuatoren, auf dem äußeren Kreis 32 Sensoren. Aus diesen 48 Einzelelementen ergeben sich insgesamt 512 unterschiedliche Kombinationspfade.

8.2.1 Nah- und Fernbereich der Schäden

Das klassische, durch Signalverschiebung und –addition realisierte Sensorsignal-Beamforming baut auf parallelen Strecken der Signalhin- und –rückwege auf. Array (a) in Abb. 8-5 verdeutlicht dieses durch orthogonal zur Bezugslinie ausgerichtete Δx_i Strecken der einzelnen PZT-Positionen, was Grundlage der Gl. 8.3 ist. Diese auch in [CAWL2003B] und [WILC2003B] gewählte Vorgehensweise vereinfacht den Berechnungsaufwand wenn die Auswertungen radial von einem zentralen Punkt aus und (wie in den genannten Veröffentlichungen) das Beamforming im Wellenzahlbereich erfolgen. In den im folgenden Kap. 8.3 abgebildeten Signalauswertungen wird diese Vorgehensweise ebenfalls erfolgreich genutzt.

Der einfache Ansatz paralleler Strecken (Array (a) in Abb. 8-5) ist allerdings nur sinnvoll, wenn das Ziel weit genug vom Array entfernt ist. Ist das nicht der Fall, ist der aus der Annahme paralleler Signallaufstrecken resultierende Laufstreckenfehler nicht mehr vernachlässigbar klein, eine Nahbereichsbetrachtung wird erforderlich. Hierbei kann der Nahbereich r_{nah} entsprechend Gl. 8.6 mit der Wellenlänge λ sowie dem in Anlehnung an die Optik als Array-Blende bezeichneten Parameter D nach [YU2007] definiert werden. D entspricht beispielsweise beim linearen Array in Abb. 8-6 der Länge des Arrays, also $1,8 \cdot \lambda$. Der Fernbereich beginnt in diesem Beispiel somit bereits bei $2 \cdot 1,8^2 \lambda = 6,48 \lambda$. Ziele in kleineren Abständen als der Nahbereich können nicht mehr ausreichend genau detektiert werden. Auf diesen häufig als „Dead Zone“ bezeichneten Bereich unterhalb des Nahbereichs weist auch in [VOGT2006] im Zusammenhang mit der Schadensdetektion mit Hilfe geführter Wellen hin. Aus diesem Grund wird in den farbigen 2D-Darstellungen der in den folgenden Abschnitten ausgewerteten realen Versuche eine kleine zentrale Region um das Array herum nicht betrachtet.

$$0,62 \cdot \sqrt{\frac{D^3}{\lambda}} < r_{nah} \leq 2 \cdot \frac{D^2}{\lambda} \quad (8.6)$$

Abb. 8-5 verdeutlicht anhand zweier doppelsymmetrischer 4er-Arrays die Unterschiede zwischen den Signallaufstreckenermittlungen für den Nah- und Fernbereich. Im Nahbereich ist die Wahl einer vektoriellen Betrachtungsweise der Signallaufstrecken sinnvoll, siehe Array (b). Diese Vektoraddition des Signalhin- und -rückwegs kann aber ebenfalls für Ziele im Fernbereich erfolgen, sofern im Zuge des Beamformings die Superposition der Einzelsignale im Weg- und nicht im Wellenzahlbereich durchgeführt wird. Hierdurch entstehen keinerlei Nachteile. In Kapitel 10 erfolgt die Sensorsignalauswertung mit dieser vektoriellen Vorgehensweise als Alternative zum Ansatz paralleler Strecken. Für Reflektoren im Fernbereich lässt sich dadurch jedoch weder eine Verbesserung noch eine Verschlechterung der Qualität der Datenauswertungen bzw. Schadensdetektion feststellen.

Beim vektoriellen Ansatz wird wie in Abb. 8-5 dargestellt die Signallaufstrecke $r_{gesamt,vekt}$ gemäß Gl. 8.7 ermittelt und diese anstelle der Signallaufstrecke r_{gesamt} nach Gl. 8.3 zur Bestimmung der Matrix M_{Erg} nach Gl. 8.4 verwendet.

$$r_{gesamt,vekt} = \left| \vec{r}_{Aktuator-Reflektor} \right| + \left| \vec{r}_{Reflektor-Sensor} \right| + \frac{l_{Wellenzug}}{2} \quad (8.7)$$

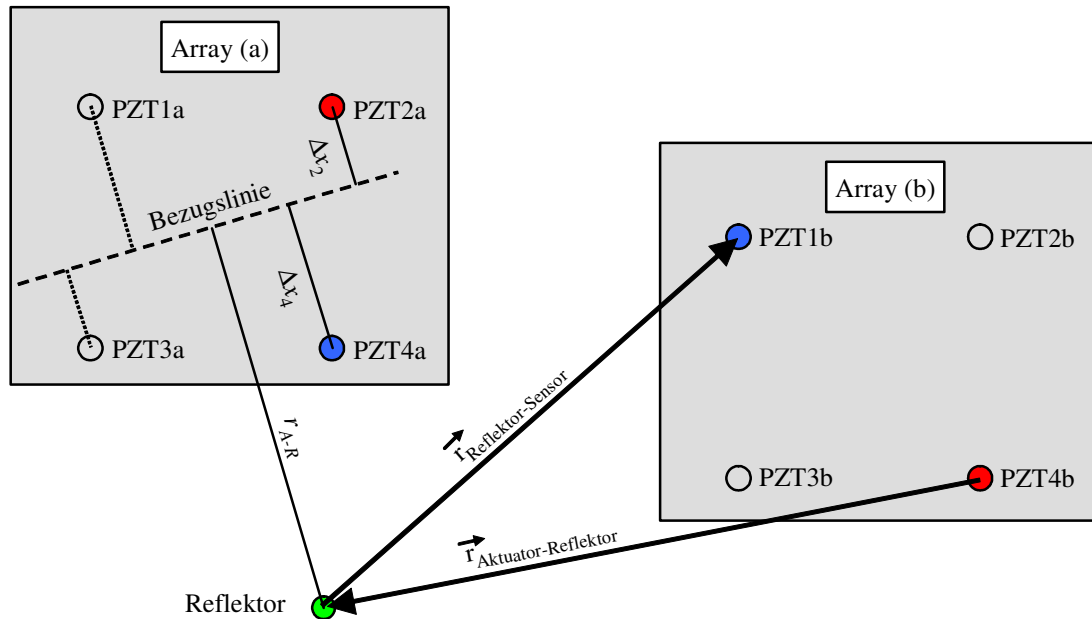


Abb. 8-5: Ermittlung der Signallaufstrecken für Nah- und Fernbereich

8.2.2 Haupt- und Nebenkeulen

Als positiven Nebeneffekt bewirkt das Beamforming der Sensorsignale durch die Superposition der Einzelsignale eine effektive Reduzierung des unvermeidbaren, stochastischen Messrauschens bei realen Messungen.

Die additive Überlagerung der Signale führt gleichzeitig jedoch zum Auftreten von sogenannten Nebenkeulen in vom Hauptstrahlungskeulenzentrum abweichenden Winkelbereichen. Abb. 8-6 zeigt für das dargestellte 4er-Reihenarray Haupt- sowie Nebenstrahlungskeulen bei drei unterschiedlichen Ausrichtungen des Arrays. Zur besseren Visualisierung der auch als „Main Lobe“ und „Side Lobes“ bezeichneten Richtkeulen fungieren die Einzelelemente in dieser Darstellung aktiv als Aktuatoren (als Vorgriff auf Kapitel 9) mit einer kontinuierlichen Sinusanregung. Übertragen auf ein passives Sensorarray entspricht die Darstellung – gedanklich invertiert – der Höhe der detektierten Wellenamplitude bei Wellenursprung bzw. -reflexion an der betrachteten Stelle. Nebenkeulen sind

kein zufälliges Phänomen, sondern entstehen entweder durch die konstruktive Interferenz nicht aller (wie bei der Hauptkeule), sondern einiger Einzelwellenzüge oder durch die Überlagerung der um genau eine Wellenlänge verschobenen, aus i.d.R. mehreren Wellen bestehenden Wellenzüge, so dass sich zwar nicht die größten Wellenamplituden überlagern, dafür aber Überlagerungen der nächst größeren Amplituden vor Bildung der Hilbert-Einhüllenden stattfinden.

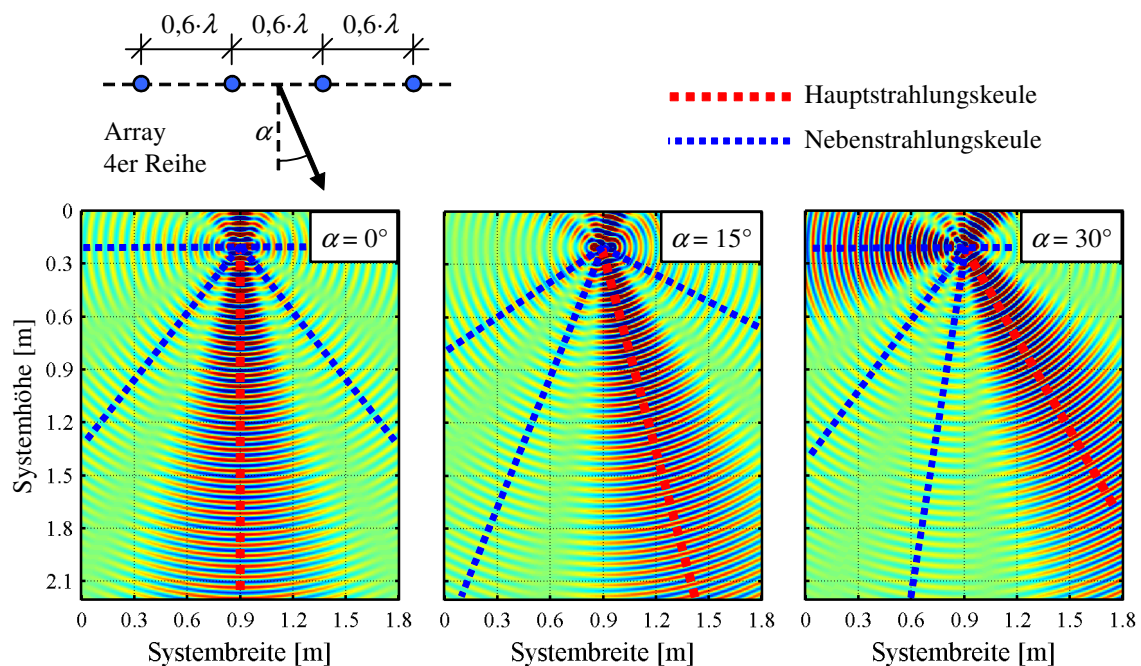


Abb. 8-6: Beamforming, Haupt- und Nebenstrahlungskeulen

Größe, Form und Richtung dieser störenden Nebenkeulen sind abhängig von mehreren Faktoren wie der Anzahl der Einzelelemente, deren Position und Abstand untereinander sowie der Wellenlänge, vor allem bezogen auf die Array-Geometrie. Generell lässt sich feststellen, dass eine Erhöhung der Sensoranzahl zu einer Abnahme der Nebenkeulen bei gleichzeitiger Zuschärfung des Winkelbereichs der Hauptstrahlungskeule führt. Eine Parameterstudie des Einflusses der Sensoranzahl und Array-Abmessungen auf die Ergebnismatrix M_{Erg} enthält Anhang G, Auszüge daraus sind in Abb. 8-7 dargestellt. Wie bei Abb. 8-4 wird auch bei den Berechnungen zu Abb. 8-7 ein Hanning gefensterter Wellenzug aus 5 Wellen der Wellenlänge $\lambda = 40$ mm betrachtet. Die genannten Effekte der Winkelzuschärfung und Nebenkeulenreduktion bei steigender Sensoranzahl sind deutlich in Abb. 8-7 zu erkennen; je mehr Elemente, desto bessere Ergebnisse bei allerdings unvermeidbar größeren Array-Abmessungen.

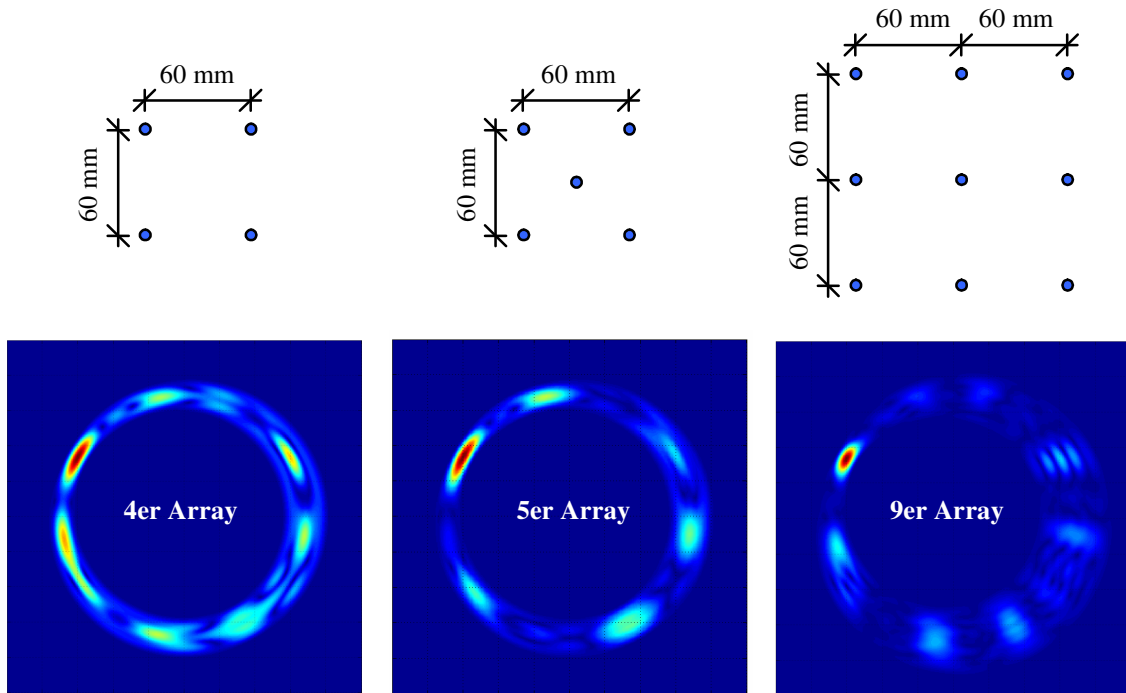


Abb. 8-7: Auswertungen der Matrizen M_{Erg} bei unterschiedlichen Array-Layouts

Die Optimierung der Geometrie eines Piezoarrays in Hinblick auf eine möglichst weitgehende Unterdrückung der Nebenkeulen ist allerdings nur begrenzt möglich und dann auch lediglich für eine spezielle Wellenlänge des Anregungswellenzugs. Eine Optimierung wird deshalb vor allem dann hinfällig, wenn (wie im Regelfall) beabsichtigt ist, Anregungssignale unterschiedlicher Signalmittenfrequenzen zu nutzen und zusätzlich mehrere Wellenmoden der Lamb-Welle zu betrachten (siehe z.B. die ImageFusion in Kap. 8.4). In diesem Fall variieren die auftretenden Wellenlängen. Dass die Messsignale des Arrays zu guten Ergebnissen bei allen Wellenlängen führen, ist nahezu unmöglich.

8.3 Experimentelle Schadensdetektion

Die Grundlagen des Beamformings der Sensorsignale wurden ausführlich im vorangegangenen Kap. 8.2 erläutert. In diesem Abschnitt werden Ergebnisauswertungen realer Versuche basierend auf diesem Verfahren präsentiert.

Das allen Experimenten in diesem Abschnitt zugrunde liegende System zeigt Abb. 8-8. Dargestellt ist ein Stahlblech der Dicke $t = 6$ mm aus dem Werkstoff S355J2G3, auf das ein doppelsymmetrisches 5er-Piezoarray appliziert wurde. Die Verklebung der PZT-Elemente erfolgte wie in Kap. 2.3.2 beschrieben unter Druckspannung während der gesamten Aushärtezeit mit durch Kupferpulver elektrisch leitendem 2K-Epoxid Klebstoff *Loctite Hysol 9466*. Alle Piezoelemente haben deshalb die gleiche elektrische Masse. Zum Einsatz kamen ausschließlich runde PZT-Scheiben $\varnothing 25$ mm und $t_p = 0,5$ mm aus PIC255, siehe dazu Tab. 5-1. In allen Versuchen wurde ein Hanning-gefensterter Wellenzug unterschiedlicher Signalmittenfrequenzen aus 3 Sinuswellen als Anregungssignal verwendet.

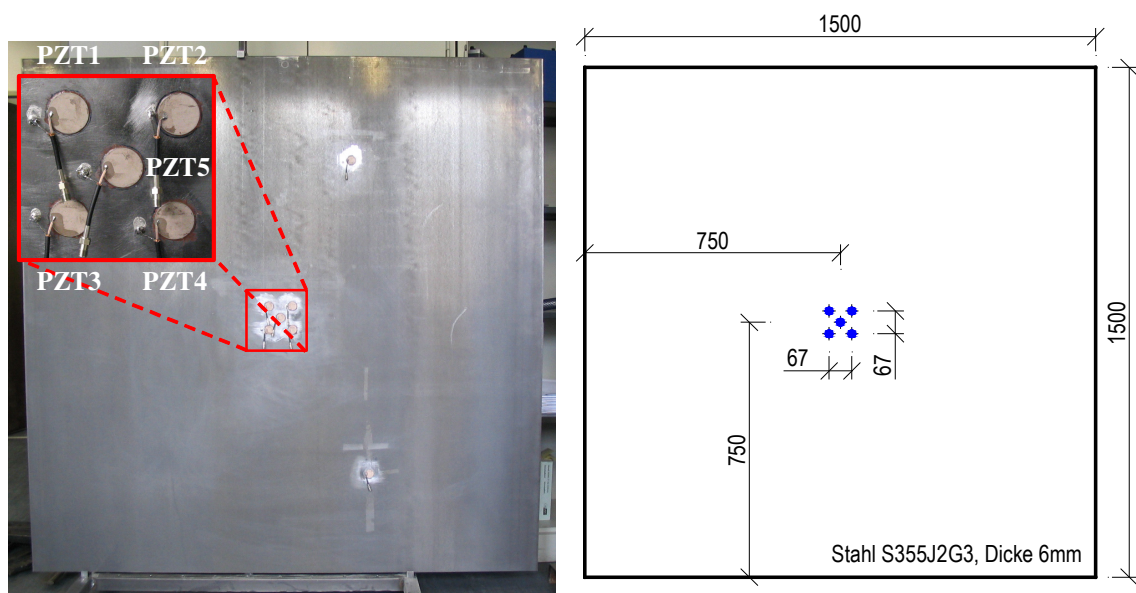


Abb. 8-8: Versuchskörper für Sensorsignal-Beamforming

Das Sensorsignal Beamforming erfolgt als Nachlaufrechnung ausschließlich mit Differenzsignalen, die aus der aktuellen Messung mit Schaden und der Referenzmessung gebildet werden. Entsprechend dem TFM-Prinzip (siehe Kap. 8.2) werden alle realisierbaren Aktuator/Sensor-Pfade betrachtet, d.h. jeder der insgesamt 5 Piezos ist einmal Aktuator, während alle übrigen 4 Piezos zeitgleich als Sensoren agieren. Somit basieren die einzelnen Beamforming Auswertungen immer auf 20 Messsignalen (siehe Gl. 8.1).

Der für alle Schadensdetektionen in den folgenden Unterkapiteln gleiche Berechnungsalgorithmus zur Erzeugung omnidirektionaler B-Scans lässt sich stichpunktartig wie folgt zusammenfassen:

- Einlesen aller 20 Zeitbereichssignalverläufe des Referenzzustands sowie der 20 Signalverläufe des damit zu vergleichenden Zustands.
- Digitale Signalfilterung aller Signale mit Butterworth-Filter, siehe Kap. 7.3.
- Bildung des Differenzsignals unter Berücksichtigung der adaptiven Phasenkorrektur entsprechend Kap. 7.4.
- Transformation der Differenzsignale aus dem Zeit- in den Wegbereich bei gleichzeitiger Eliminierung der Dispersionseffekte mit Hilfe der erweiterten Dispersionskompensation, siehe Kap. 7.5.
- Berechnung der Matrix M_{Erg} und $M_{Erg,log}$, siehe Kap. 8.2.

8.3.1 Versuche mit gebohrten Löchern

Zunächst erhält das Stahlblech in Abb. 8-8 als ersten Schaden eine Bohrung an der in Abb. 8-9 dargestellten Position. Der Bohrlochdurchmesser wird mit $\varnothing 1,5$ mm beginnend in 0,5 mm Schritten sukzessive auf maximal $\varnothing 3,0$ mm aufgeweitet. Für jeden Bohrlochdurchmesser erfolgt die geschilderte Signalauswertung zur Schadensdetektion.

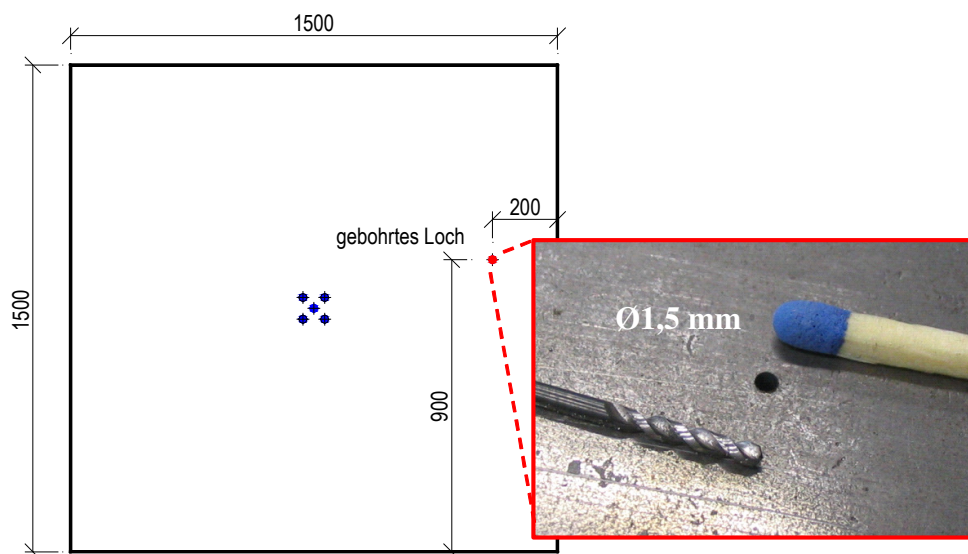


Abb. 8-9: Versuchskörper mit gebohrtem Loch $\varnothing 1,5$ mm

Abb. 8-10 zeigt die Beamforming Signalauswertung der Ergebnismatrizen M_{Erg} (siehe Kap. 8.2) als omnidirektionale B-Scans bei Nutzung des S_0 -Lamb-Modus sowie der Signalmittenfrequenz $f_0 = 120$ kHz für die Lochdurchmesser $\varnothing 1,5$ mm bis $\varnothing 3,0$ mm. Bereits das kleinste Loch mit dem Durchmesser 1,5 mm wird eindeutig detektiert und lokalisiert. Negativ fällt jedoch in allen vier Darstellungen auf, dass Phantomsignale, die aus den Beamforming Nebenkeulen resultieren (nähere Erläuterungen siehe Kap. 8.2.2), in den Auswertungen enthalten sind und bei steigendem Bohrlochdurchmesser und somit eigentlich besserer Detektierbarkeit nicht verschwinden. Charakteristisch für diesen Typus der Phantomsignale ist, dass sie in etwa gleichem Abstand zum Array-Mittelpunkt wie der eigentliche Schaden auftreten, was auf eine versetzte Wellenzugüberlagerung der zweit- und drittgrößten Amplituden hinweist. Bei Kenntnis dieser Zusammenhänge können diese Phantomsignale korrekt interpretiert werden und sind für ein geübtes Auge von den richtigen Signalen zu unterscheiden. Die in Kap. 8.4 präsentierte ImageFusion als Kombination unterschiedlicher Wellenmoden und/oder -züge führt zu einer deutlichen und im Idealfall vollständigen Auslöschung dieser Phantomsignale.

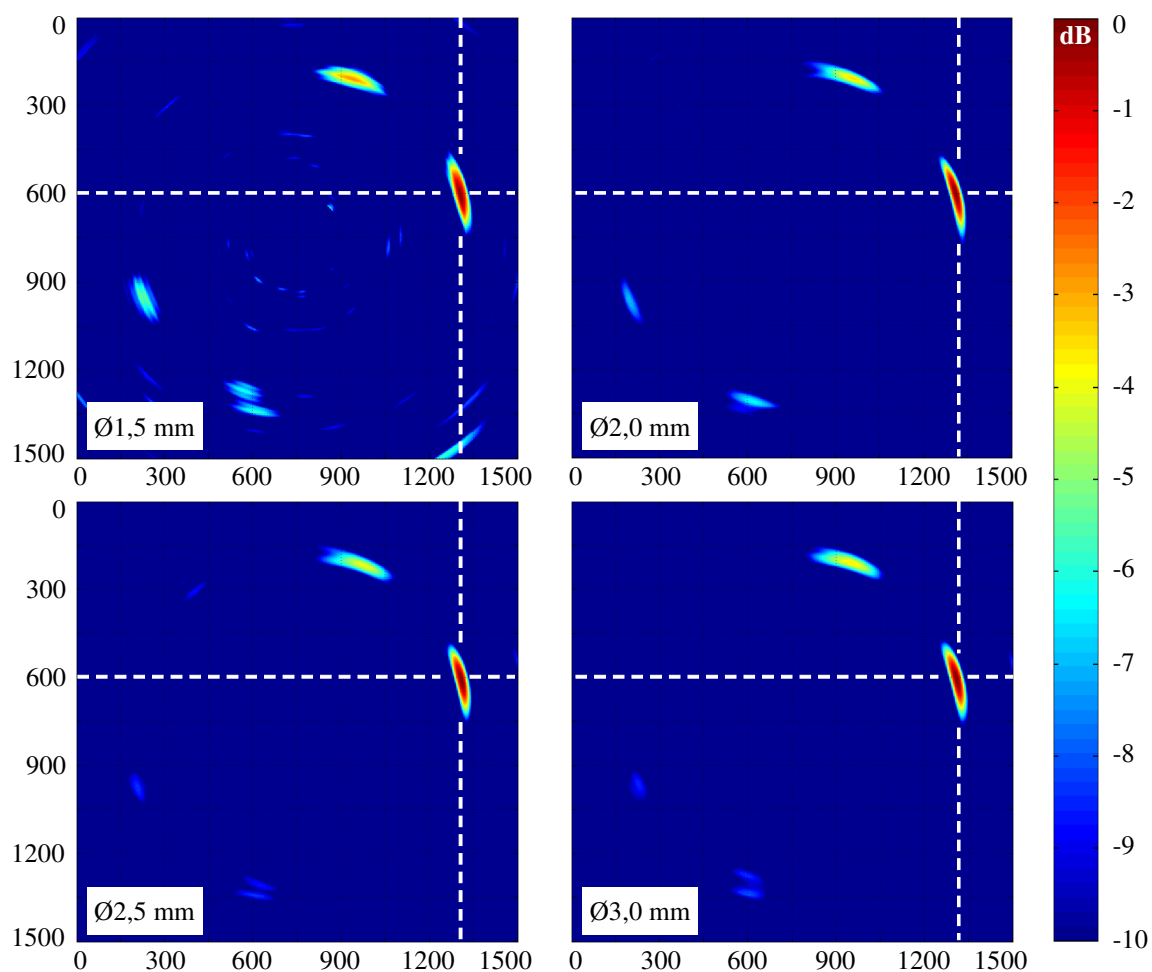


Abb. 8-10: Detektion Loch mit $\varnothing 1,5$ bis $\varnothing 3,0$ mm, S_0 -Lamb-Mode, $f_0 = 120$ kHz

Exemplarisch zeigt Abb. 8-10 die Auswertung jeweils einer von insgesamt 5 durchgeführten Wiederholungsmessungen pro Bohrlochdurchmesser. Die Auswahl der Beispielmessung konnte hierbei willkürlich erfolgen, da eine sehr gute Reproduzierbarkeit der Ergebnisse gegeben ist. Im Anhang H sind zur Verdeutlichung dieser hervorragenden Reproduzierbarkeit alle Auswertungen für den S_0 -Mode bei $f_0 = 120$ kHz abgebildet.

Bei den sehr guten, in Abb. 8-10 dargestellten Ergebnissen zeigt sich auch, dass es für die Qualität der Schadenserkennung wesentlich ist, auf das Material, die Blechdicke sowie die Piezogröße abgestimmte Wellenmoden und Frequenzen zu nutzen. In Kap. 5.4 wurde ausführlich das Thema der Modenselektion behandelt. Der Abb. 5-10 ist zu entnehmen, dass die in den Versuchen des aktuellen Kapitels verwendete Piezogröße $\varnothing 25$ mm bei einer Blechdicke von $t = 6$ mm und $f_0 = 120$ kHz sowie der Nutzung des S_0 -Modes auch theoretisch zu optimalen Ergebnissen führt. Die entsprechende Kurve in Abb. 5-10 weist bei 120 kHz ein Maximum auf. Ebenso ist dieser Abbildung zu entnehmen, dass die im Rahmen der Versuche genutzte Signalmittenfrequenz von 80 kHz zu schlechteren Ergebnissen führen muss, was Abb. 8-11 klar belegt. Dargestellt sind in Abb. 8-11 lediglich Auswertungen für die beiden kleinsten Lochdurchmesser. Im direkten Vergleich zu Abb. 8-10 wird die Verschlechterung der Auswertungsqualität bei Änderung der Signalmittenfrequenz von 120 kHz auf 80 kHz klar deutlich.

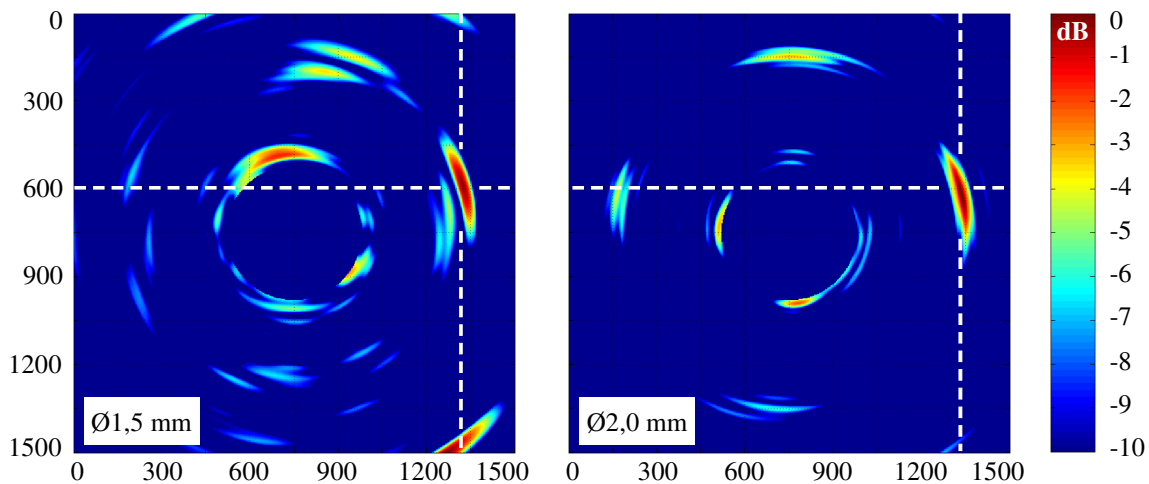


Abb. 8-11: Detektion Loch mit $\varnothing 1,5$ und $\varnothing 2,0$ mm, S_0 -Lamb-Mode, $f_0 = 80$ kHz

Um den fundamentalen antimetrischen A_0 -Mode der Lamb-Wellen bei diesen Versuchen erfolgreich nutzen zu können, sind entsprechend Abb. 5-10 kleinere Signalmittenfrequenzen als 80 kHz erforderlich (*Anmerkung:* In Abb. 5-10 sind für den A_0 -Mode und $f > 90$ kHz die Ergebnisse der *Ansys*-Simulation maßgebend, siehe Erläuterungen im entsprechenden Kapitel 5.4). Mit den bei den Versuchen eingesetzten Frequenzen 80 kHz und 120 kHz ergeben sich deshalb keine aussagekräftigen Schadensdetektionen basierend auf dem A_0 -Mode bei dieser Schadensart des durchgehenden und zur Plattenmittelebene

symmetrischen Bohrlochs. Bei den Versuchen zur Detektion einer kleinen, einseitig aufgeklebten Masse im folgenden Kapitel ist hingegen die Nutzung des A_0 -Modes mit entsprechend niedrigeren Frequenzen sehr erfolgreich.

8.3.2 Versuche mit zusätzlich aufgeklebter Masse

Der bereits mit einem Bohrloch $\varnothing 3,0$ mm geschädigte Versuchskörper in Abb. 8-8 (siehe Kap. 8.3.1) wird im Anschluss an die ersten Versuche zur Detektion eines weiteren Schadens genutzt. Bei diesem zweiten Schaden handelt es sich um einen kleinen zylindrischen Stahlkörper $\varnothing 12$ mm der Masse 9 g (siehe Abb. 8-12), der mit Cyanoacrylat-Klebstoff nacheinander an den eingezeichneten Orten auf das Stahlblech appliziert wird. Im Gegensatz zum gebohrten Loch ist diese Störstelle zur Blechmittelebene unsymmetrisch und die „Schädigung“ durch einfaches Abschlagen der Masse reversibel.

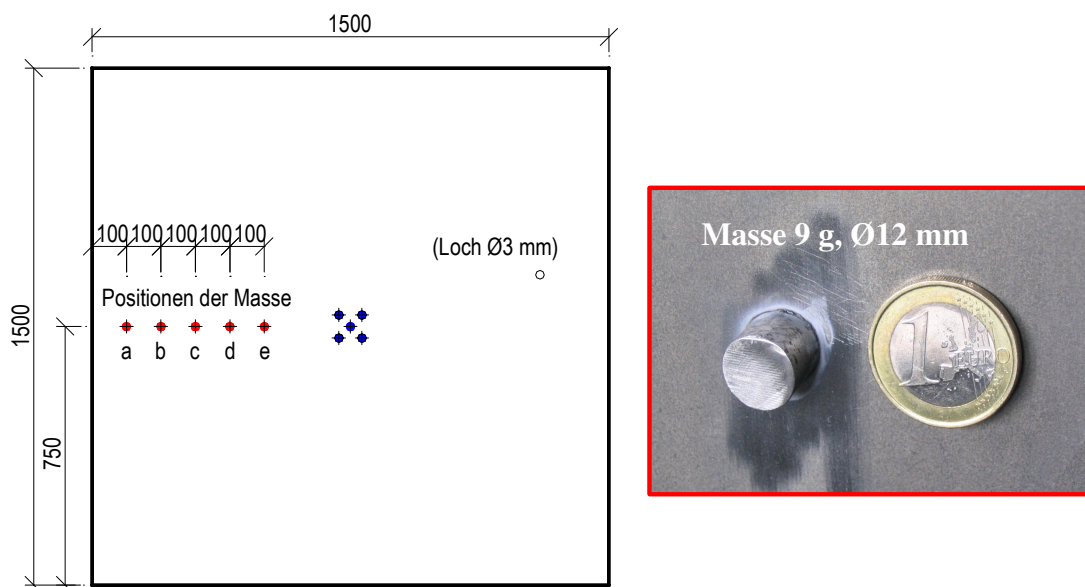


Abb. 8-12: Versuchskörper mit aufgeklebter 9 g Masse an unterschiedlichen Positionen

Bei den folgenden Schadensdetektionen wurde der durch das $\varnothing 3,0$ mm Loch geschädigte Zustand des Versuchskörpers als neuer Referenzzustand gewählt. Folglich wird das Bohrloch nicht weiter detektiert, da es sowohl in den Signalen des Referenzzustands als auch des geschädigten Zustands enthalten ist. Diese Vorgehensweise der Initialisierung neuer Referenzzustände ist eine wesentliche Eigenschaft des entwickelten SHM-Verfahrens, da es hierdurch möglich ist, Änderungen am Bauwerk z.B. infolge eines erstens Schadens, der als unkritisch eingestuft und akzeptiert wird, für die weitere Bauwerksüberwachung quasi „unsichtbar“ zu machen. Die Schadenssuche zielt dann ausschließlich auf neu auftretende Veränderungen an der Struktur ab.

Abb. 8-13 zeigt beispielhaft für die Positionen „c“ und „e“ (siehe Abb. 8-12) die Detektion und Lokalisierung der 9 g Masse mit der bereits bei der Schadenserkenkung des gebohrten Lochs erfolgreich eingesetzten S_0 -Lamb-Welle mit deren optimaler Signalmittenfrequenz $f_0 = 120$ kHz (bei den gegebenen Randbedingungen). Die geklebte Masse wird hervorragend erkannt. Bei dieser Frequenz führt die Nutzung des A_0 -Modes wie schon beim gebohrten Loch zu keinem Ergebnis, was in diesem Fall jedoch lediglich an der bei diesen Randbedingungen für den A_0 -Mode unpassenden Signalmittenfrequenz liegt (siehe Modenselektion in Kap. 5.4).

Auffallend in Abb. 8-13 ist, dass trotz angewendeter adaptiver Phasenkorrektur (siehe Kap. 7.4) außer der Störstelle ebenfalls die Randreflexion, und zwar ausschließlich die des linken Blechrandes hinter der aufgeklebten Masse, kräftig als Reflektor erkannt und dargestellt wird. Naheliegende Ursache ist, dass bereits an der Störstelle ein Teil der Wellenenergie reflektiert wird, die Randreflexion deshalb schwächer ausfällt und aufgrund des Vergleichs mit dem Referenzzustand als strukturelle Änderung erkannt wird.

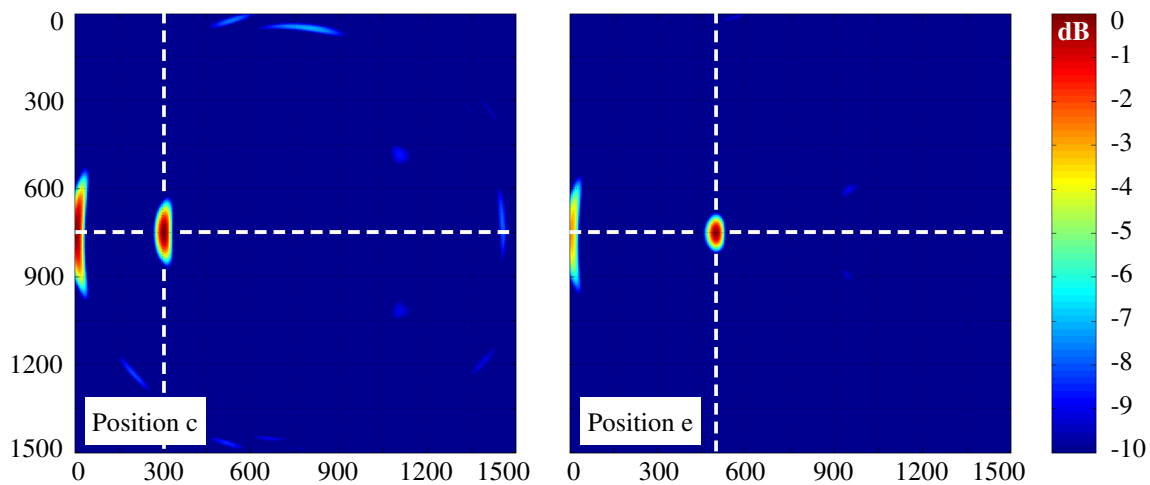


Abb. 8-13: Detektion Masse 9g, S_0 -Lamb-Mode, $f_0 = 120$ kHz

Im Rahmen der mit aufgeklebter Masse durchgeführten Versuche wurde die Signalmittenfrequenz in 10 kHz Schritten, beginnend bei $f_0 = 60$ kHz bis $f_0 = 150$ kHz, gesteigert. Entsprechend den Betrachtungen zur Modenselektion (dort vor allem Abb. 5-10) ist bei den unteren Frequenzen dieses Frequenzbereichs auch der fundamentale antisymmetrische Lamb-Mode A_0 nutzbar, der bei höheren Frequenzen wie erwähnt zu keinem sinnvollen Ergebnis führen kann. Am Beispiel der an Position „e“ applizierten Masse zeigt Abb. 8-14 Auswertungen auf Basis des A_0 -Modes für 4 unterschiedliche Signalmittenfrequenzen. Die abnehmende Sensitivität bei steigender Signalmittenfrequenz bestätigt klar die Aussagen des Kapitels 5.4.

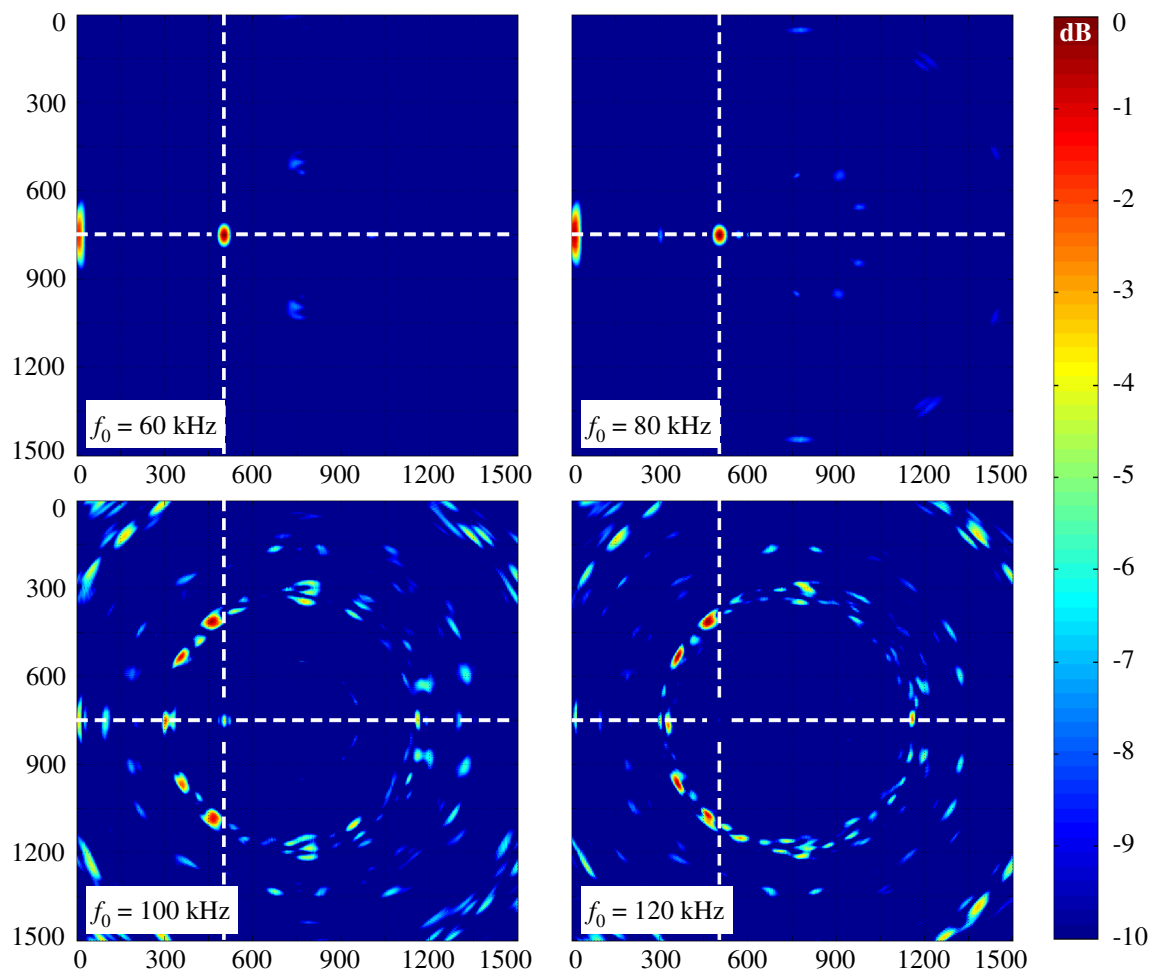


Abb. 8-14: Detektion Masse 9g an Position „e“, A_0 -Lamb-Mode

Analog zur Abb. 8-14 stellt Abb. 8-15 auf Grundlage der Dispersionsbeziehungen des S_0 -Modes omnidirektionale B-Scans für die gleichen 4 Signalmittenfrequenzen dar. Die zu erwartende Zunahme der Detektionsqualität mit steigender Frequenz ist klar erkennbar. Interessant ist außerdem, dass insbesondere bei 60 kHz die dort am stärksten detektierten Signale zur bei diesen Betrachtungen ungewollten A_0 -Welle gehören, die in den Messsignalen durch die erweiterte Dispersionskompensation (siehe Kap. 7.5) zwar abgeschwächt, aber nicht ausgelöscht wurde.

Das qualitative Auftreten der einzelnen Moden infolge der Anregung mit runden PZT-Elementen lässt sich zwar entsprechend Kap. 5.4 gut vorhersagen, diese Vorhersagen betreffen aber lediglich die direkt erzeugte Welle. Die Art des Schadens und hierbei vor allem seine eventuell vorhandene Symmetrie zur Blechmittenebene bestimmt, in welchem Maße die eintreffende Welle reflektiert wird. Wesentlich ist dabei die Aufteilung der Teilchenauslenkung der Blechoberfläche in die horizontale und vertikale Komponente (siehe Kap. 4.2), die darüber bestimmt, ob Wellen unter dem Schaden „hindurchlaufen“

können oder der Schaden sich als sehr störend für die Wellenausbreitung erweist. Im Fall des Versuchs in Abb. 8-12 wird die A_0 -Welle bei niedrigeren Frequenzen deutlich stärker an der unsymmetrischen Störstelle infolge der aufgeklebten Masse reflektiert als die S_0 -Welle. Dieses Verhalten erklärt zusammen mit den erwähnten Eigenarten der Anwendung der Dispersionskompensation auf den jeweils nicht betrachteten Mode die 60 kHz und 80 kHz Teilbilder der Abb. 8-15 (weiterhin ist auch der Aspekt der Modenselektion zu beachten!).

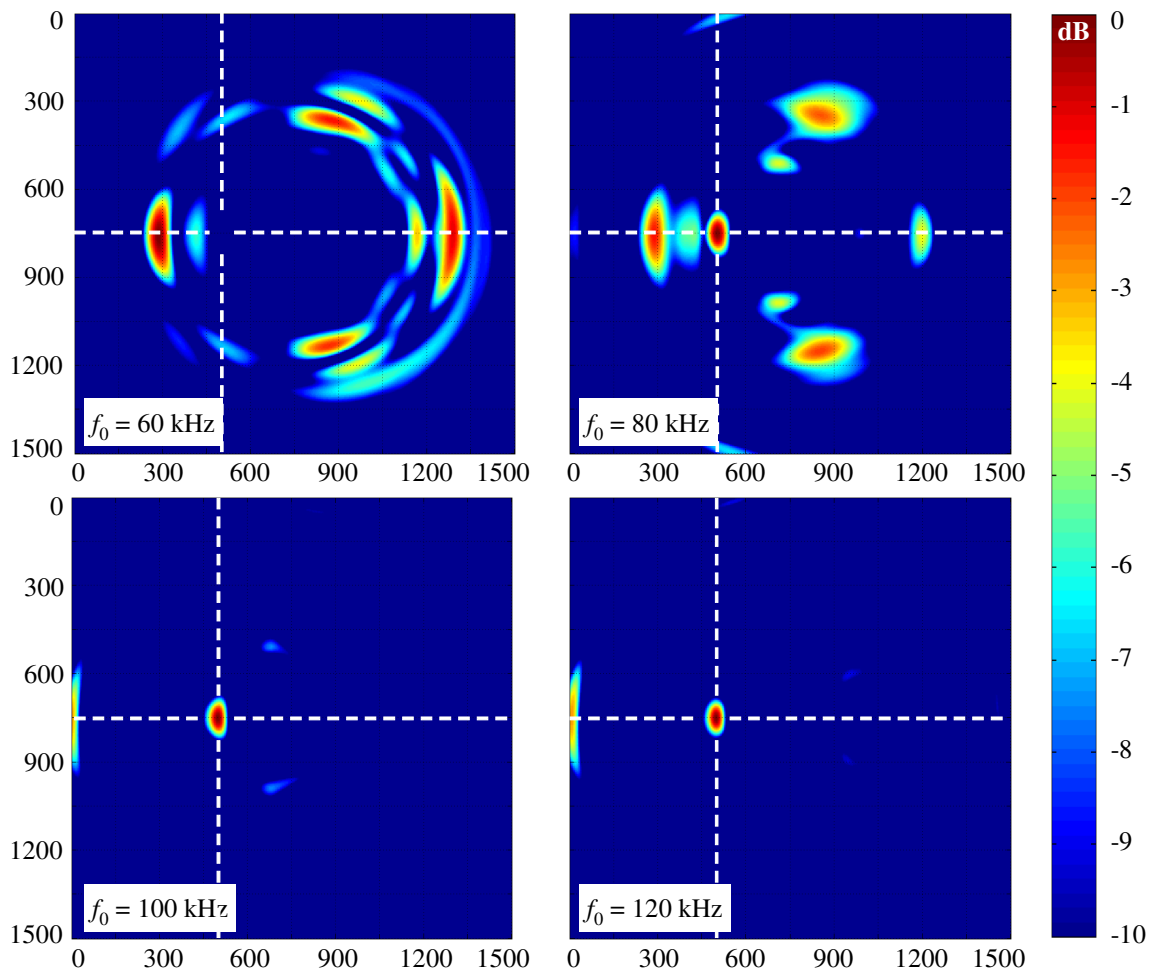


Abb. 8-15: Detektion Masse 9g an Position „e“, S_0 -Lamb-Mode

8.3.3 Zusammenfassung Sensorsignal-Beamforming

Wie die vorangegangenen Abschnitte zeigen, sind das Sensorsignal-Beamforming und die anschließenden 2D-Auswertungen als omnidirektionale B-Scans eine sehr präzise, prinzipiell leicht zu interpretierende Möglichkeit der Schadensdetektion und -lokalisierung in flächigen Strukturen. Grundlage hierfür sind die mit unterschiedlichen Verfahren wie z.B.

der adaptiven Phasenkorrektur oder der erweiterten Dispersionskompensation bearbeiteten Messsignale der Wellenausbreitung.

Selbst kleinste Schäden wie das gebohrte Loch mit dem Durchmesser 1,5 mm in Abb. 8-9 können mit dieser Methode präzise erkannt werden. Die Auswertungen zeigen aber auch, dass gewisse Eigenarten, einerseits der Lamb-Wellen und andererseits der Schadensdetektionsmethode, bekannt sein sollten und beachtet werden müssen, um qualitativ gute Ergebnisse zu erzielen. Insbesondere ist ein grundlegendes Verständnis der Wellenausbreitung der unterschiedlichen Lamb-Moden, der Wellenreflexionen an Strukturgrenzen und Störstellen, des Modenwandels bei Reflexionen, der Modenselektion und noch weiterer Aspekte für eine korrekte Anwendung des Verfahrens und anschließende erfolgreiche Ergebnisinterpretation erforderlich. Mit diesem „Know-how“ lassen sich Phantomsignale oder auch aus ungewollten Moden resultierende Signale als solche identifizieren und von den eigentlichen, der Detektion des möglichen Schadens dienenden, Signalen unterscheiden. Die Integration der im folgenden Kapitel 8.4 beschriebenen ImageFusion in das Gesamtverfahren des Sensorsignal-Beamformings führt zu einer Steigerung der Robustheit und gleichzeitig der Sensitivität der Signalauswertung, d.h. die Gefahr von Fehlinterpretationen wird deutlich reduziert.

8.4 Sensitivitätssteigerung durch ImageFusion

Bisher wurden die 2D-Auswertungen des Sensorsignal-Beamformings immer für einen einzelnen Satz Messsignale erstellt, wobei ein Datensatz die Erfassung aller möglichen Sensor/Aktuator Kombinationen durch entsprechende Verschaltung des Piezoarrays (TFM-Methode) umfasst. Die jeweilige Auswertung erfolgt für eine spezielle Signalmittenfrequenz und einen definierter Lamb-Mode. Wie Kap. 8.3 zeigt, bestehen hierbei große Unterschiede in der Auswertungsqualität in Abhängigkeit der Eignung des jeweiligen Wellenmodes bei der gewählten Frequenz. Die Kombination mehrerer gut oder auch nur eingeschränkt tauglicher Einzelmessungen zur Verbesserung der Beamforming-Ergebnisse erfolgt durch die sog. „*ImageFusion*“.

Im Bereich der digitalen Bildbearbeitung ist die ImageFusion ein etabliertes Verfahren zur Verschmelzung mehrerer Einzelbilder zu einem Gesamtbild. Die Übertragung der Grundidee dieses Verfahrens auf die Ergebnisse des Sensorsignal-Beamformings bietet die Möglichkeit, mehrere Einzelauswertungen zu einer einzigen, im Vergleich zu den einzelnen B-Scans aussagekräftigeren Darstellung zu kombinieren. Hierbei werden die gesuchten Störstellen der Struktur noch deutlicher bei gleichzeitiger Unterdrückung der Phantomsignale hervorgehoben. Ausgenutzt wird hierbei die Eigenschaft der Phantomsignale, dass diese zwar reproduzierbar sind, deren Position aber anders als die „echten“ Störstellen in der Regel vom Wellenmode und der Frequenz abhängt. Somit führt die Bildverschmelzung zu einer signifikanten Reduktion, im Idealfall zur vollständigen Auslöschung dieser Signale in den Ergebnisdarstellungen. Ein Vergleich der Schadensdetektion beispielsweise für das gebohrte Loch Ø 2,0 mm, basierend auf der S_0 -Welle bei 80 kHz in Abb. 8-10 und bei 120 kHz in Abb. 8-11, lässt die verschobene Lage der ungewollten Phantomsignale erkennen.

Die Grundidee, mehrere Bilder zu verschmelzen, um ein einziges aussagekräftiges für die vorgegebene Struktur zu bekommen und dabei Fehlaussagen zu minimieren, kann in relativ beliebiger Weise angewendet werden. Dabei ist nicht nur die Anzahl der Einzelbilder beliebig wählbar, auch die willkürliche Kombination von Signalmittenfrequenzen und/oder Lamb-Wellen-Moden ist möglich. Ein der hier präsentierten ImageFusion ähnliches Prinzip wird in [MICH2006] vorgestellt. Dort werden allerdings lediglich eine einzige Anregung und die Ergebnisse unterschiedlicher Filterungen kombiniert. Eine Nutzung unterschiedlicher Anregungssignale oder verschiedener Lamb-Moden erfolgt nicht, die Qualitätssteigerung ist dort dementsprechend geringer als in der vorliegenden Dissertation.

Für die praktische Umsetzung und Integration in das Gesamtverfahren zur Schadensdetektion bieten sich mehrere Möglichkeiten an. Die Verschmelzung kann auf Grundlage der Matrix M_{Erg} (Gl. 8.4) oder auch der logarithmisch bewerteten Matrix $M_{Erg,log}$ (Gl. 8.5)

erfolgen. Drei Varianten der Generierung des Gesamtbilds werden im Folgenden betrachtet:

- *Variante 1*: Elementweise Mittelwertbildung der betrachteten einzelnen Matrizen $M_{Erg,log}$. Zu beachten ist dabei, die Ergebnismatrix gegebenenfalls wieder auf den Maximalwert 0 dB anzupassen.
- *Variante 2*: Elementweise Erstellung der Ergebnismatrix durch Auswahl des jeweils kleinsten Werts der Matrixelemente der einzelnen Ausgangsmatrizen $M_{Erg,log}$.
- *Variante 3*: Alle Einzelauswertungen M_{Erg} vor der Logarithmierung normieren und elementweise deren Mittelwert bilden. Anschließend logarithmische Bewertung der Ergebnismatrix unter Berücksichtigung des 0 dB Maximalwerts.

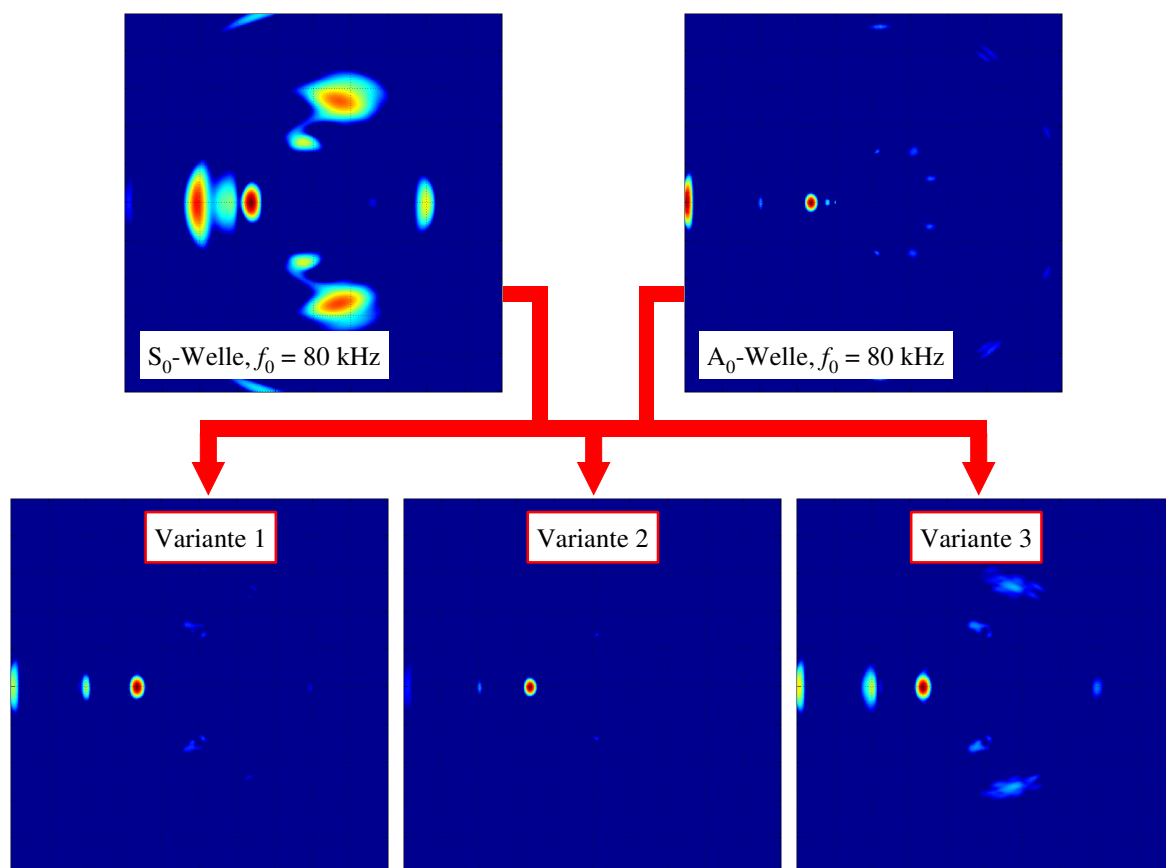


Abb. 8-16: ImageFusion der 80 kHz Ergebnisse basierend auf dem S₀- und A₀-Mode

Abb. 8-16 zeigt, aufbauend auf den in Abb. 8-14 und Abb. 8-15 (siehe Kap. 8.3.2) dargestellten Einzelauswertungen, die Verschmelzung dieser beiden Einzelauswertungen mit

allen drei betrachteten Varianten der ImageFusion auf Basis des S_0 - bzw. A_0 - Modes bei der Signalmittenfrequenz 80 kHz. Die besten Ergebnisse liefert in diesem konkreten Beispiel Variante 2, die generell aber eher mit Vorsicht zu nutzen ist, da potentiell die Gefahr besteht, dass ein Schaden nicht geortet wird, sofern nur in einer der beliebig vielen zu verschmelzenden Einzelauswertungen an der Schadensposition kein Reflektor detektiert wird. In Hinblick auf dieses Problem sind die beiden anderen Varianten 1 und 3 wesentlich robuster. Im direkten Vergleich der beiden Varianten 1 und 3 liefert hierbei Variante 1 in Abb. 8-16 die besseren Ergebnisse.

Aufgrund dieser erwähnten Robustheit der Varianten 1 und 3 beeinflussen einige eher ungeeignete Einzelauswertungen in einer größeren Anzahl von zu verschmelzenden Matrizen nicht sonderlich die Qualität der aus der Datenverschmelzung entstandenen Gesamtauswertung. Sehr gut möglich und zielführend ist deshalb, beispielsweise alle 8 Einzelauswertungen aus Abb. 8-14 und Abb. 8-15 zu einer einzigen Gesamtauswertung zu fusionieren, die somit aus der Nutzung von 2 verschiedenen Lamb-Moden bei insgesamt 4 unterschiedlichen Frequenzen entsteht. Abb. 8-17 zeigt für beide ImageFusion Varianten 1 und 3 die Gesamtauswertungen. Beide Teilbilder liefern eine absolut eindeutige, präzise Schadenslokalisierung der aufgeklebten Masse. Phantomsignale sind nur noch in sehr geringem Umfang enthalten und insbesondere die mit der Variante 1 erstellte Bildverschmelzung liefert Ergebnisse, die qualitativ im Bereich der besten Einzelauswertung liegen, obwohl auch einige (einzeln betrachtet) ungeeignete Einzelauswertungen in dieses Bild eingeflossen sind, wie z.B. die 60 kHz Ergebnisse des S_0 -Modes oder die 120 kHz Ergebnisse des A_0 -Modes.

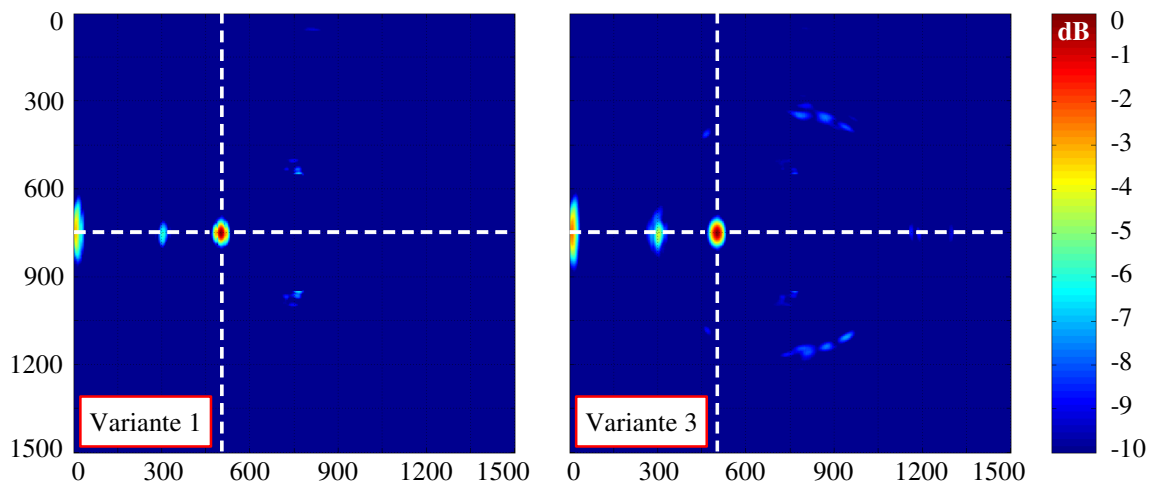


Abb. 8-17: ImageFusion aller 8 Teilbilder aus Abb. 8-14 und Abb. 8-15

Die ImageFusion ist eine Erweiterung des Sensorsignal-Beamformings, bei der zusätzlich zur Nutzung mehrerer Frequenzen gleichzeitig auch durch die Moden-Separierung mit Hilfe der erweiterten Dispersionskompensation die Möglichkeit der Kombination unter-

schiedlicher Lamb-Moden besteht, wodurch die Sensitivität des Gesamtverfahrens bei gleichzeitiger Vergrößerung der Robustheit beträchtlich gesteigert wird.

Aus einer oder mehreren Messungen lassen sich ohne größeren Aufwand die erforderlichen unterschiedlichen Datensätze gewinnen.

Kapitel 9

Zeitverzögerte Anregung als aktives Beamforming

9.1 Grundprinzip des aktiven Beamformings

Bereits im vorangegangenen Kapitel wurde das Prinzip des aktiven Beamformings der von Einzelaktuatoren erzeugten Wellen erwähnt und in Abb. 8-6 Haupt- und Nebenstrahlungskeulen dieses Aktuator-Beamformings zur Verdeutlichung des Beamforming-Prinzips in allgemeiner Form dargestellt.

Die Grundidee der zeit- oder wegversetzten Signale ist bei beiden Beamforming Vorgehensweisen gleich, unabhängig davon, ob aktiv oder passiv genutzt. Im Gegensatz zum sensorseitigen Beamforming, bei dem nachträglich beliebige Versätze der gemessenen Signale als Nachlaufrechnung berücksichtigt werden, ist beim Beamforming auf der Aktuatorseite vorab ein entsprechender Versatz zu definieren. Die Richtung der Hauptstrahlungskeule und somit die Hauptrichtung der Wellenausbreitung ist hierdurch von vornherein fest vorgegeben. Während sich beim Sensorsignal-Beamforming bei der nachträglichen Signalauswertung verschiedene Optionen wie z.B. die Wahl des Zeit- oder Wegbereichs anbieten, ist das aktive Beamforming ausschließlich auf eine zeitverzögerte Ansteuerung einzelner Aktuatoren beschränkt.

Die bereits in Abb. 8-6 gezeigten Haupt- und Nebenstrahlungskeulen entstehen durch konstruktive und destruktive Interferenz der von den Isotropstrahlern ausgesendeten Wellen. Hierbei überlagern sich die akustischen Wellen. Aus dieser Superposition resultiert, dass im Fall der konstruktiven Interferenz das additive Zusammenwirken der Wellen zu einer Zunahme der Wellenenergien bzw. –amplituden der resultierenden überlagerten Welle führt, was die Reichweite der sich ausbreitenden Wellen und dadurch den Überwachungsbereich des SHM-Systems erheblich vergrößert. Der zweite wesentliche Vorteil ist die gezielte, in eine Hauptrichtung ausgerichtete Wellenabstrahlung in die Struktur. Wird die Hauptstrahlungskeule dabei auf eine Störstelle ausgerichtet, so wird wie bisher der

entsprechende Teil der Wellenenergie an dieser Schädigung reflektiert, gleichzeitig aber in alle übrigen ungeschädigten Bereiche der Struktur weniger Wellenenergie abgestrahlt. In diesen übrigen Bereichen vorhandene strukturelle Reflektoren können deshalb zu keinen großen Störsignalen führen.

Aktives Beamforming findet seit einigen Jahren in großem Umfang Anwendung im Bereich der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung [z.B. BIRD2005, ARMI2006, RAU2006]. Kommerziell erhältliche sog. „Phased-Array“-Prüfköpfe nutzen die phasenversetzte Ansteuerung einzelner aktiver Bereiche innerhalb dieser Prüfköpfe sowohl zur Erzielung einer Richtwirkung als auch zur Fokussierung auf definierte Punkte durch nichtlineare Phasenversätze der Einzelelemente untereinander. Abb. 9-1 aus [OLYM2007] zeigt einen Phased-Array-Prüfkopf vom Typ „A4“ der Firma *OlympusNDT* und verdeutlicht dessen Funktionsweise.

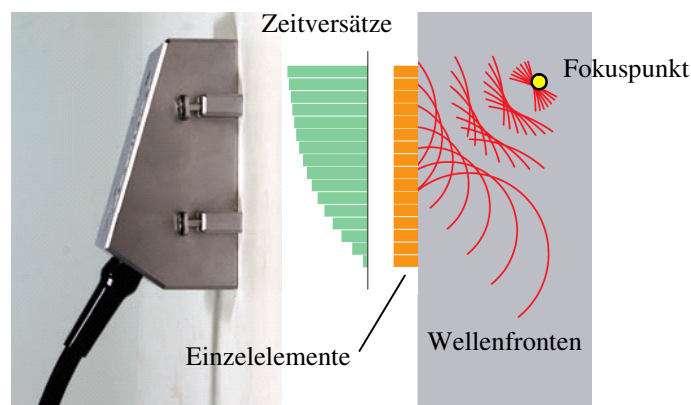


Abb. 9-1: Phased-Array-Prüfkopf und dessen Funktionsweise [OLYM2007]

Im Gegensatz zu dem in dieser Dissertation entwickelten Verfahren zur Schadenserkennung mit Hilfe geführter Lamb-Wellen arbeiten kommerzielle Phased-Array-Prüfköpfe mit Volumenwellen im hochfrequenten Ultraschallbereich. Außerdem ist der Prüfbereich bei diesen Anwendungen auf die lokale Position des Prüfkopfs und kleine angrenzende Bereiche begrenzt.

Bisher finden sich kaum Anwendungen des Aktuator-Beamformings im Bereich des Structural Health Monitorings auf der Basis von Lamb-Wellen. Erste veröffentlichte Arbeiten [KÖHL2006] haben eher einen allgemeinen Charakter. Eine erfolgreiche präzise Schadensdetektion wie im Kapitel 10 dieser Arbeit erfolgt dort nicht.

9.2 Phasenversetzte Aktuatoransteuerung

In Kap. 8.2 zeigt Abb. 8-6 für ein 4er-Reihenarray Beamforming-Strahlungskeulen bei kontinuierlicher harmonischer Anregung der Aktuatoren. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird diese Anregungsart jedoch nicht genutzt. Vielmehr kommen in den Versuchen zur Schadensdetektion zeitlich begrenzte Wellenzüge zum Einsatz (siehe Kap. 7.2).

Abb. 9-2 stellt das Prinzip des aktiven Beamformings anhand der Überlagerung der durch einzelne Isotropstrahler angeregten Wellenausbreitungen am Beispiel eines 4er-Reihenarrays (analog zu Abb. 8-6, hier mit 35 mm Abstand der Einzelaktuatoren untereinander) zum Zeitpunkt $t = 170 \mu\text{s}$ nach Anregungsbeginn des ersten Aktuators dar. Das Anregungssignal ist hierbei ein Hanning-gefensterter Wellenzug aus 3 Wellen der Signalmittenfrequenz $f_0 = 90 \text{ kHz}$. Bei vereinfachter Annahme einer konstanten Wellengeschwindigkeit von $c_{\text{Phase}} = 5400 \text{ m/s}$ resultiert hieraus ein Wellenzug der Länge 180 mm. Der Zeitversatz zwischen den einzelnen Aktuatoren beträgt jeweils $\Delta t_{\text{ZV}} = 3,241 \cdot 10^{-6} \text{ s}$, was bei diesem Array zu einem Winkel der Hauptstrahlungskeule von 30° führt. Reflexionen an Blechrändern werden in Abb. 9-2 nicht dargestellt.

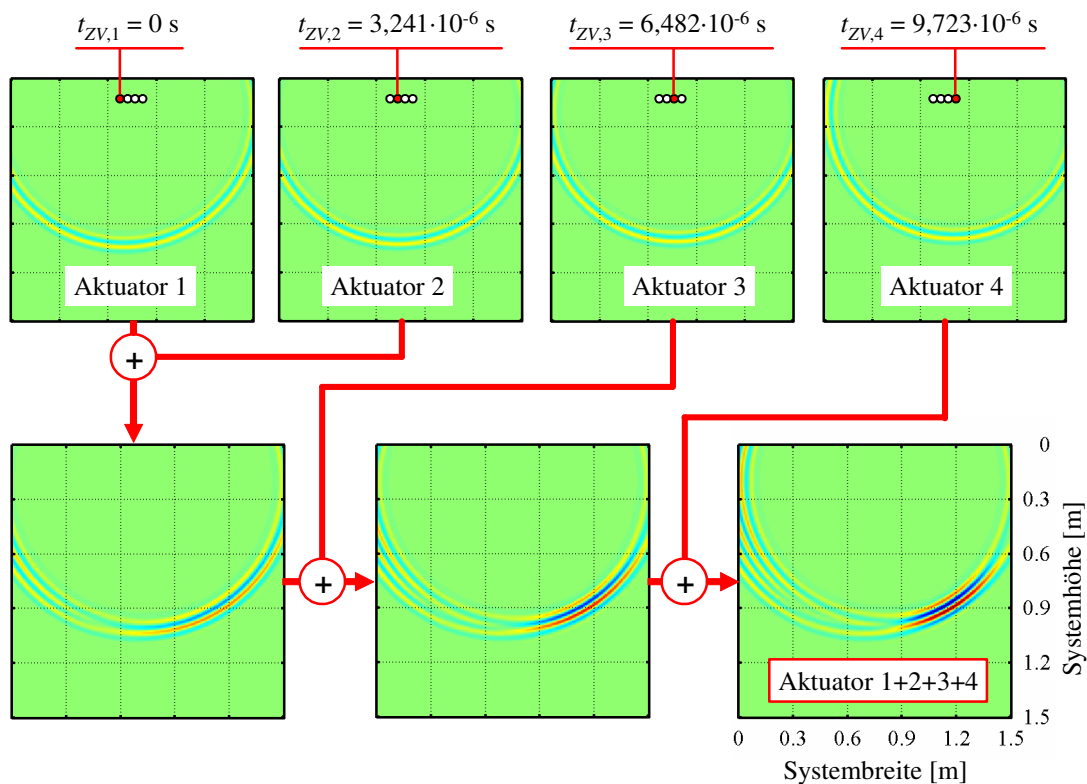


Abb. 9-2: Prinzip des aktiven Beamformings bei Wellenzug-Anregung

Klar zu erkennen ist in Abb. 9-2, dass die Addition der Einzelwellenzüge mit steigender Anzahl zu einer Vergrößerung der Wellenamplitude wie auch zur Eingrenzung des Winkelbereichs der Hauptstrahlungskeule führt. Abweichend zur möglichen Vorgehensweise kommerzieller Phased-Array-Prüfköpfe (siehe Abb. 9-1) erfolgt in Abb. 9-2 keine Fokussierung der Wellenenergie auf einen Punkt in definiertem Abstand zum Array. Die Wahl konstanter Zeitversätze Δt_{ZV} zwischen den einzelnen Aktuatoren führt zu einer gleichmäßigen Wellenfront statt zu einer Fokussierung. Messtechnisch wäre eine Ausrichtung auf einen speziellen Punkt der Struktur zwar mit den vorhandenen PZT-Elementen problemlos möglich, allerdings nicht zielführend in Hinblick auf die großflächige Überwachung einer Struktur. Betrachtungen hinsichtlich der Wellenfokussierung bezogen auf den umgekehrten Fall des passiven Sensorsignal-Beamformings erfolgten bereits in Kap. 8.2.1.

Bisher ist beim Aktuator-Beamforming das dispersive Verhalten der angeregten Plattenwellen unberücksichtigt geblieben, Abb. 9-2 beruht auf der Annahme einer frequenzunabhängigen konstanten Phasengeschwindigkeit des Wellenzugs. Bei dispersiven Lamb-Wellen ist jedoch zu beachten, dass aufgrund der Dispersion (siehe Kap. 4.3) praktisch nie eine ideale Superposition der von den einzelnen Isotropstrahlern ausgesendeten Signale erfolgen kann. Am Ort bzw. zum Zeitpunkt der Interferenz der Einzelwellenzüge haben diese in der Regel leicht voneinander abweichende Wegstrecken zurückgelegt und dadurch bedingt auch leicht variierende Signalformen. Anders als beim nachträglichen Beamforming der Sensorsignale ist beim aktiven Vorgehen eine Dispersionskompensation zur Beseitigung dieser störenden Einflüsse nicht möglich. Addiert werden können somit nur mehr oder weniger ähnliche Wellenzüge. Bei Beschränkung auf quasi nicht-dispersive Wellenmoden und quasi nicht-dispersive $f \cdot 2d$ Bereiche (siehe Kapitel 4) sowie auf recht enge PZT-Abstände im Array kann dieses Problem häufig ignoriert werden, da unter diesen Randbedingungen die Auswirkungen auf die Gesamtperformance des Verfahrens recht gering sind.

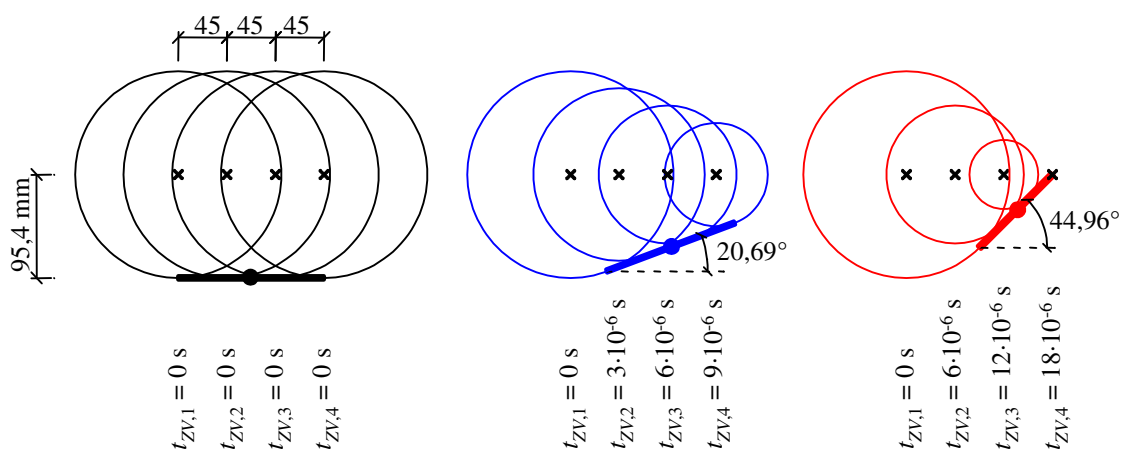


Abb. 9-3: Verschiebung des Anregungsmittelpunktes

Ein weiterer wesentlicher, zu berücksichtigender Aspekt beim Aktuator-Beamforming ist die variable Position des Anregungsmittelpunkts. In Abhängigkeit der Zeitverzögerungen im Array bilden sich unterschiedliche Wellenfronten aus, die zu einer Verschiebung der Anregungsmitte führen. Für das im folgenden Kapitel 9.3 genutzte 4er-Reihenarray verdeutlicht Abb. 9-3 diese Eigenart des Aktuator-Beamformings. Grundlage bildet eine angenommene Wellenfrontgeschwindigkeit $c_{Front} = 5300$ m/s. Für alle drei Darstellungen gleich ist der Zeitpunkt $t = 18 \cdot 10^{-6}$ s, die Wellenausbreitung infolge des zuerst angesteuerten linken Aktuators ist somit in allen Teilbildern identisch.

Abb. 9-4 ergibt sich, wenn die einzelnen Darstellungen in Abb. 9-3 nicht auf einen gemeinsamen Zeitpunkt, sondern jeweils auf den Zeitpunkt des Anregungsbeginns des zuletzt angesteuerten (hier rechten) Aktuators bezogen werden. Grün dargestellt in Abb. 9-4 ist der Verschiebungspfad des Anregungsmittelpunkts.

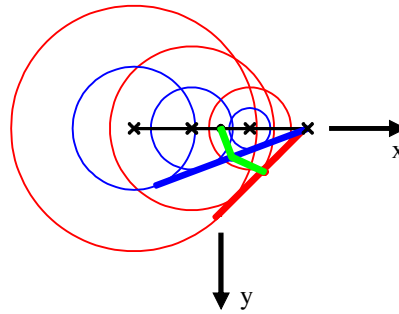


Abb. 9-4: Verschiebungspfad (grün) des Mittelpunkts des Aktuatorarrays

In Abhängigkeit der Frontgeschwindigkeit c_{Front} , des Abstands a der Aktuatoren untereinander sowie des relativen Zeitversatzes Δt_{ZV} lässt sich für das 4er-Reihenarray die Verschiebung des Anregungsmittelpunkts in x und y Richtung mit Gl. 9.1 und Gl. 9.2 beschreiben.

$$x = \frac{3 \cdot a}{2} \cdot \left(1 - \cos^2 \left(\arcsin \left(\frac{c_{Front} \cdot \Delta t_{ZV}}{a} \right) \right) \right) \quad (9.1)$$

$$y = \frac{3 \cdot c_{Front} \cdot \Delta t_{ZV}}{2} \cdot \cos \left(\arcsin \left(\frac{c_{Front} \cdot \Delta t_{ZV}}{a} \right) \right) \quad (9.2)$$

Insbesondere bei der Ermittlung der Wegstrecken, z.B. im Rahmen des Sensorsignal-Beamformings (siehe kombiniertes Beamforming in Kapitel 10), muss die Verschiebung des Anregungsmittelpunkts in Abhängigkeit der Zeitverzögerung berücksichtigt werden.

9.3 Experimentelle Verifikation

Die experimentelle Verifikation des Aktuator-Beamformings, d.h. vor allem die Bestätigung sowohl der Richtwirkung der Signalabstrahlung als auch der Vervielfachung der Wellenamplitude, wird an einem 10 mm dicken Stahlblech (siehe Abb. 9-5 und Abb. 9-6) durchgeführt.

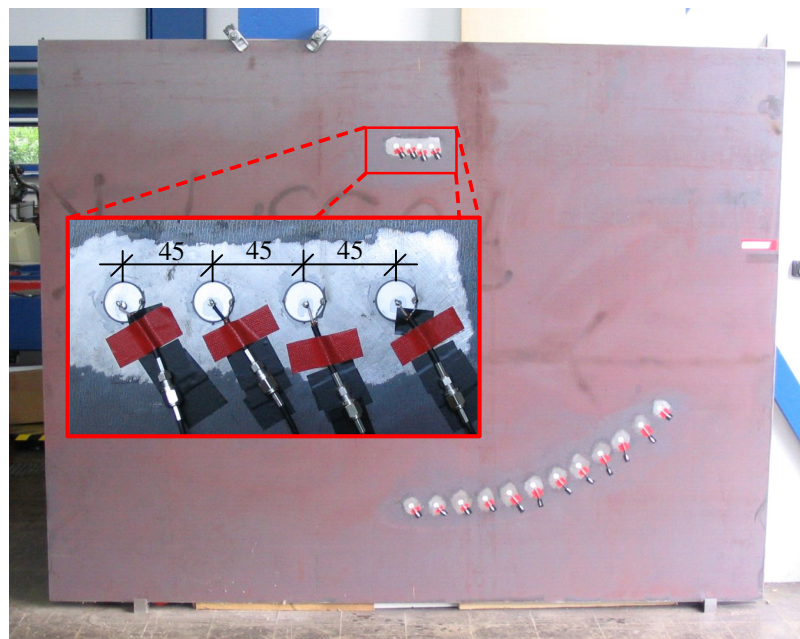


Abb. 9-5: Versuchskörper zur Verifikation des Aktuator-Beamformings

Auf den Versuchskörper wurden insgesamt 4 Aktuatoren als Reihenarray sowie 12 Sensoren auf einer radialen Bahn im Abstand von 1410 mm zum geometrischen Mittelpunkt des Aktuatorarrays aufgeklebt. Die Winkelmaße in Abb. 9-6 beziehen sich auf den geometrischen Mittelpunkt des Arrays und sind bezüglich des Anregungsmittelpunkts nur als Näherung zu verstehen (siehe Kap. 9.2).

Die Verklebung der PZT-Elemente erfolgte unter Auflast mit 2K-Epoxidharz entsprechend Kap. 2.3.2. Zum Einsatz kamen runde Keramikscheiben $\varnothing 20$ mm aus PIC255 mit $t_P = 0,5$ mm (siehe Tab. 5-1) sowohl für den Aktuator- als auch Sensorbetrieb. Wie in den meisten Versuchen dieser Arbeit üblich, wurde als Anregungssignal ein gefensterter Wellenzug aus 3 Sinuswellen mit den Signalmittenfrequenzen 80, 100 und 120 kHz gewählt, wobei im Folgenden vorerst $f_0 = 80$ kHz betrachtet wird. Die Ergebnisse der beiden anderen Signalmittenfrequenzen enthält Anhang J. Ebenso erfolgt in diesem Kapitel die Beschränkung der Betrachtungen auf den in diesem $f \cdot 2d$ Bereich schnelleren S_0 -Mode, obwohl Aktuator-Beamforming auch auf Grundlage des A_0 -Modes problemlos

möglich ist, wie die Ergebnisse des kombinierten Aktuator/Sensor-Beamformings im Kapitel 10 zeigen.

Entsprechend den Betrachtungen zur Modenselektion in Kap. 5.4 (speziell Abb. 5-11) ist die Frequenz 80 kHz für den S_0 -Mode bei den vorhandenen geometrischen Randbedingungen gut geeignet. Die eigentlich etwas besseren höheren Frequenzen (siehe ebenfalls Abb. 5-11) werden nicht gewählt, da im Folgenden Zeitbereichssignale betrachtet werden und hier bei Frequenzen > 80 kHz ein deutlich stärker ausgeprägtes dispersives und dadurch im Zeitbereich störendes Verhalten der S_0 -Lamb-Wellen auftritt.

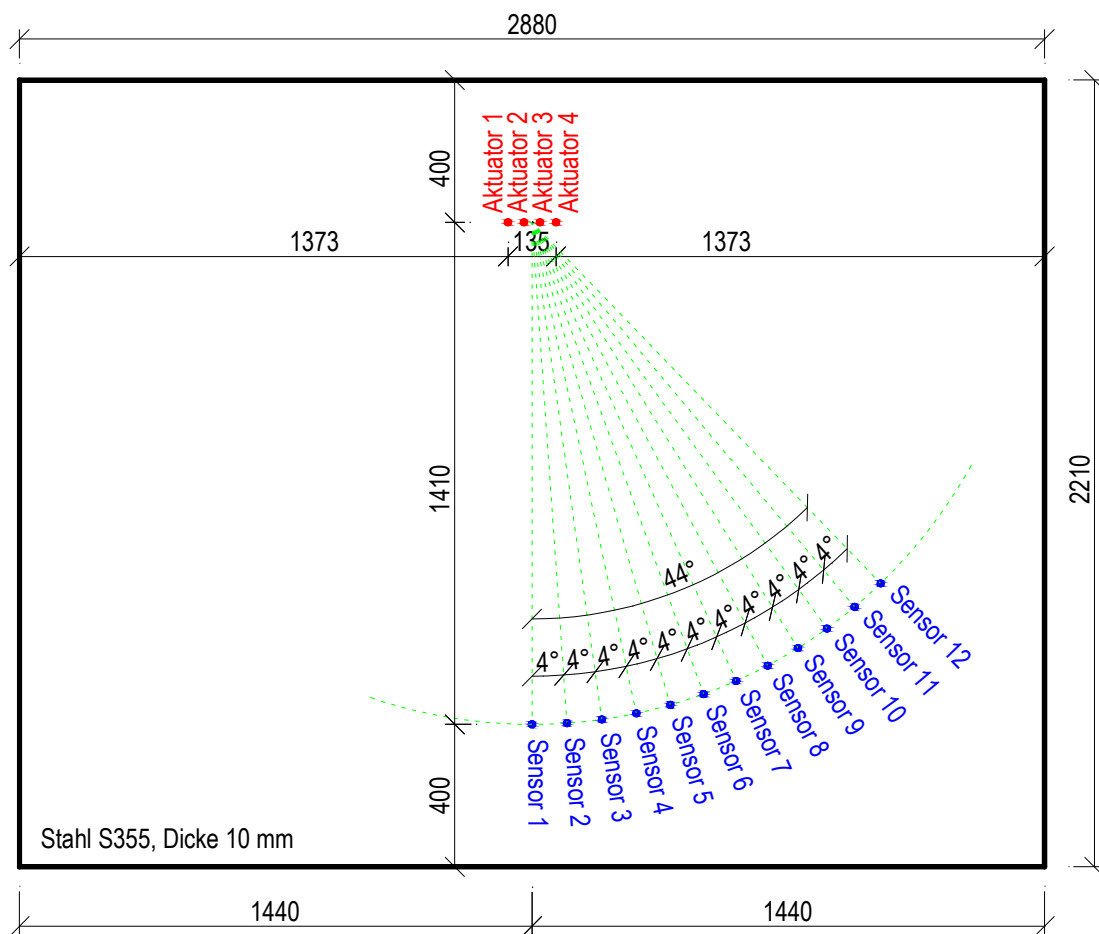


Abb. 9-6: Modell des Versuchskörpers für die Verifikation des Aktuator-Beamformings

Die sich einstellenden Hauptstrahlungskeulenwinkel in Abhängigkeit der Zeitverzögerung Δt_{ZV} der Aktuatoren untereinander lassen sich vorab über die Array-Geometrie sowie die Wellenfrontgeschwindigkeit analytisch ermitteln, siehe dazu z.B. auch Abb. 9-3. Für das 4er-Reihenarray in Abb. 9-5, die Wellengeschwindigkeit $c_{Front} = 5300$ m/s und Zeitversätze in $5 \cdot 10^{-7}$ s Schritten (entspricht 2 MS/s Abtast- und Generierungsrate der Messan-

lage) ergeben sich rechnerisch für den zugrunde liegenden S_0 -Mode die in Tab. 9-1 angegebenen Winkel.

Δt_{ZV} [s]	Winkel α [°]
0 $\cdot 5 \cdot 10^{-7}$	0,00
1 $\cdot 5 \cdot 10^{-7}$	3,38
2 $\cdot 5 \cdot 10^{-7}$	6,76
3 $\cdot 5 \cdot 10^{-7}$	10,18
4 $\cdot 5 \cdot 10^{-7}$	13,62
5 $\cdot 5 \cdot 10^{-7}$	17,12
6 $\cdot 5 \cdot 10^{-7}$	20,69
7 $\cdot 5 \cdot 10^{-7}$	24,34
8 $\cdot 5 \cdot 10^{-7}$	28,11
9 $\cdot 5 \cdot 10^{-7}$	32,01
10 $\cdot 5 \cdot 10^{-7}$	36,08
11 $\cdot 5 \cdot 10^{-7}$	40,37
12 $\cdot 5 \cdot 10^{-7}$	44,96
13 $\cdot 5 \cdot 10^{-7}$	49,96
14 $\cdot 5 \cdot 10^{-7}$	55,53

Tab. 9-1: Zeitversatzabhängige Winkel der Hauptstrahlungskeule, S_0 -Mode

Nach Tab. 9-1 resultiert für einen relativen Zeitversatz von $\Delta t_{ZV} = 35 \cdot 10^{-7}$ s ein Hauptstrahlungskeulenwinkel von $\alpha = 24,34^\circ$. Unter Vernachlässigung von Randreflexionen zeigt die farbig dargestellte Wellenausbreitung in Abb. 9-7 das Simulationsergebnis für das gegebene System bei diesem relativen Zeitversatz. Die Signalverläufe in Abb. 9-7 entstammen hingegen keiner Simulation, sondern zeigen die realen (digital gefilterten) Messsignale sowie deren Hilbert-Einhüllende im Zeitbereich des Eintreffens des S_0 -Wellenzugs bei Anregung mit einer Signalmittenfrequenz von $f_0 = 80$ kHz. Sehr gut zu erkennen ist das Anwachsen der Signalverlaufsamplituden bei Annäherung an die Mitte der Hauptstrahlungskeule. Somit bestätigen die realen Versuchsergebnisse die vorangegangenen theoretischen Betrachtungen zum Aktuator-Beamforming.

Die gerichtete Wellenausbreitung des S_0 -Modes für einen relativen Zeitversatz von $\Delta t_{ZV} = 11 \cdot 5 \cdot 10^{-7}$ s, also bei einem Winkel der Hauptstrahlungskeule von $\alpha = 40,37^\circ$, mit

Berücksichtigung aller Randreflexionen zeigt die Bilderfolge (für unterschiedliche Zeitpunkte) in Anhang I. Diese entstammt einer *Ansys*-Simulation des in Abb. 9-5 dargestellten Versuchskörpers, wobei der A_0 -Mode der Lamb-Wellen vollständig durch Ansatz symmetrischer Randbedingungen in Blechmittenebene bei der Modellierung des Systems unterdrückt wird (siehe Kap. 6.2.1).

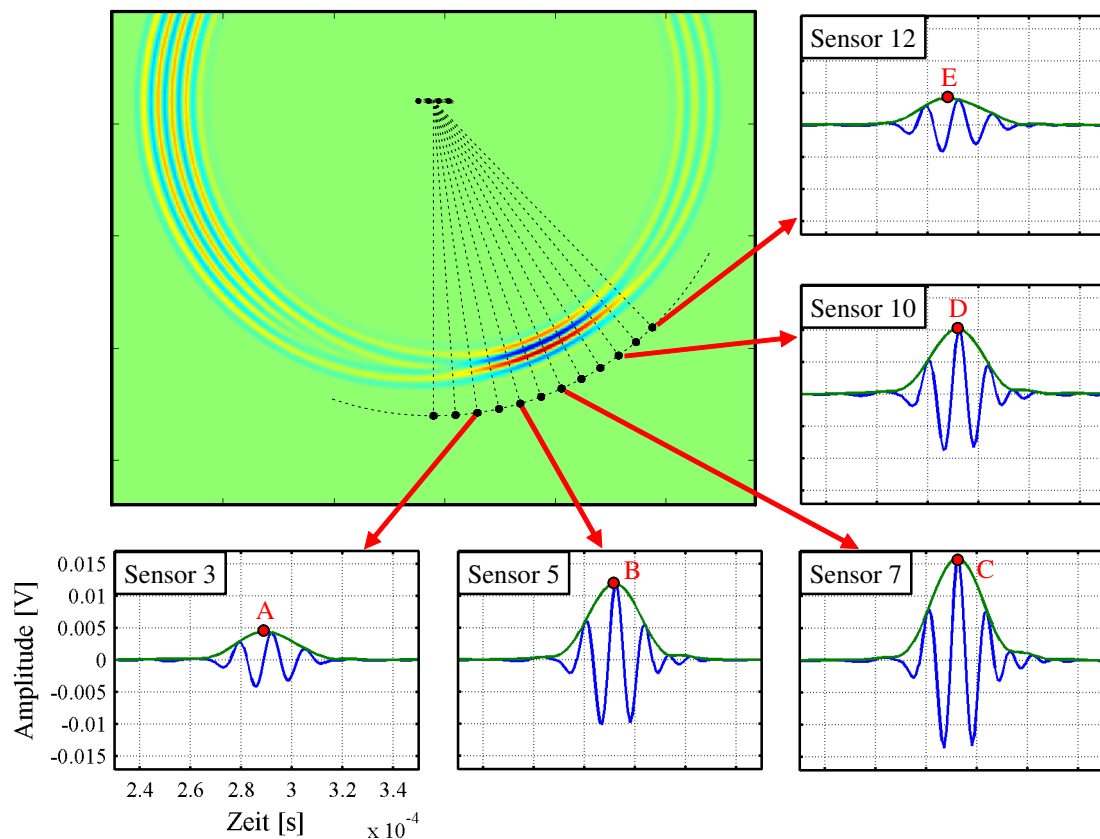


Abb. 9-7: Messergebnisse sowie Simulation Hauptstrahlungskeulenwinkel 24,34°

Sowohl die in Abb. 9-7 mit „A“ bis „E“ gekennzeichneten Maximalwerte der Hilbert-Einhüllenden als auch alle weiteren Maximalwerte der 12 gemessenen Sensorsignale bei allen generierten 15 Winkeln der Hauptstrahlungskeule entsprechend Tab. 9-1 werden in Abb. 9-8 zusammengefasst. Das Schwenken der Hauptstrahlungskeule in Abhängigkeit des Zeitversatzes der einzelnen Aktuatoren ist eindeutig erkennbar. Ein Abgleich der Maximalwerte je Zeitversatz in Abb. 9-8 mit den dazugehörigen Winkeln nach Tab. 9-1 und der Lage der Piezosensoren in Abb. 9-6 bestätigt alle getroffenen Annahmen bezüglich der Ausrichtung der Hauptstrahlungskeulen.

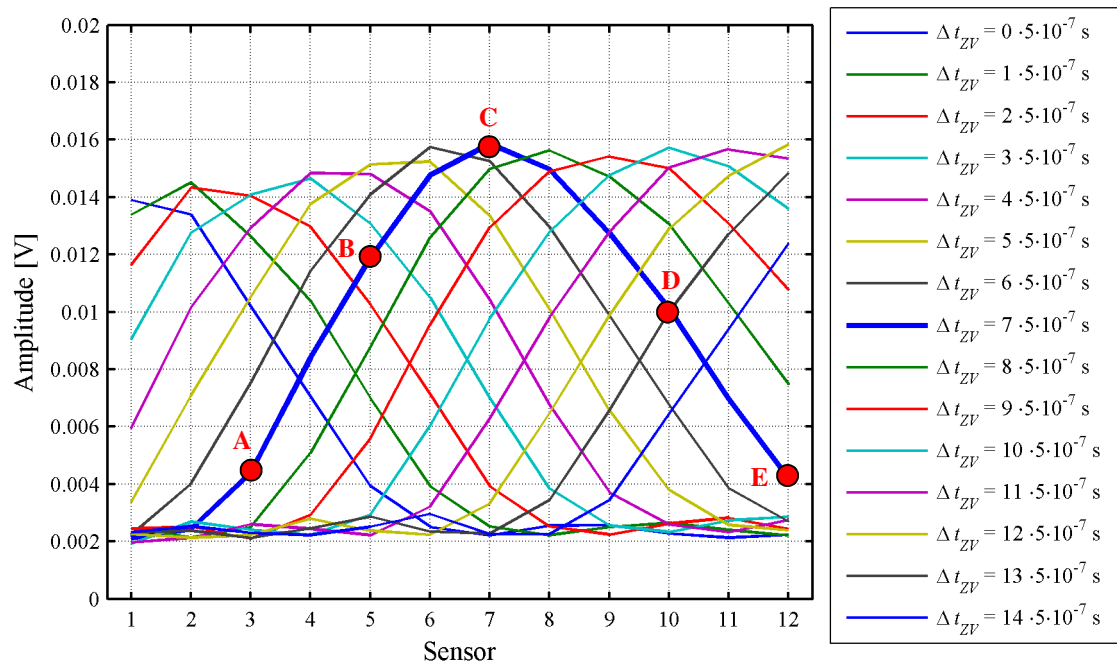


Abb. 9-8: maximale Amplituden der Sensoren für alle Winkel, $f_0 = 80 \text{ kHz}$

Abb. 9-9 entspricht einer zu Abb. 9-8 alternativen Darstellungsmöglichkeit. Statt die Amplituden je Messung mit definiertem relativen Zeitversatz über die Sensoren aufzutragen, kann die maximale Signalamplitude auch über die Zeitversätze aufgetragen werden. Abb. 9-9 enthält zusätzlich Ergebnisse von 14 weiteren Messungen, bei denen die Hauptstrahlungskeule in entgegengesetzte Richtung, also in den linken Bereich des Blechs, geschwenkt wurde. Gut erkennbar ist hierdurch zusätzlich zu den Hauptkeulen (Bereich „II“) das Auftreten der Nebenkeulen (Bereich „I“). Zu Abb. 9-8 und Abb. 9-9 analoge Darstellungen für weitere Signalmittenfrequenzen 100 kHz und 120 kHz enthält Anhang J.

Bei der Maximabetrachtung der einzelnen Sensoren in Abb. 9-9 fällt auf, dass mit steigender Sensornummer, also bei weiter außen angeordneten Sensoren (siehe Abb. 9-6), der Maximalwert zunimmt. Dieses Verhalten resultiert aus der gegenseitigen Beeinflussung der einzelnen, zeitversetzt angesteuerten Hybrid-Verstärker der PZT-Aktuatoren, die alle die gleiche elektrische Masse nutzen. Bei den Maximalwerten der äußeren Sensoren ist dieser störende Einfluss am ausgeprägtesten. Parallel durchgeführte *Ansys*-Simulationen mit gleichen Randbedingungen weisen diesen Effekt nicht auf. Eine elektrisch isolierende Schicht zwischen den Piezoelementen und dem Blech würde folglich das Auftreten dieser messtechnisch bedingten Störungen der realen Signale verhindern.

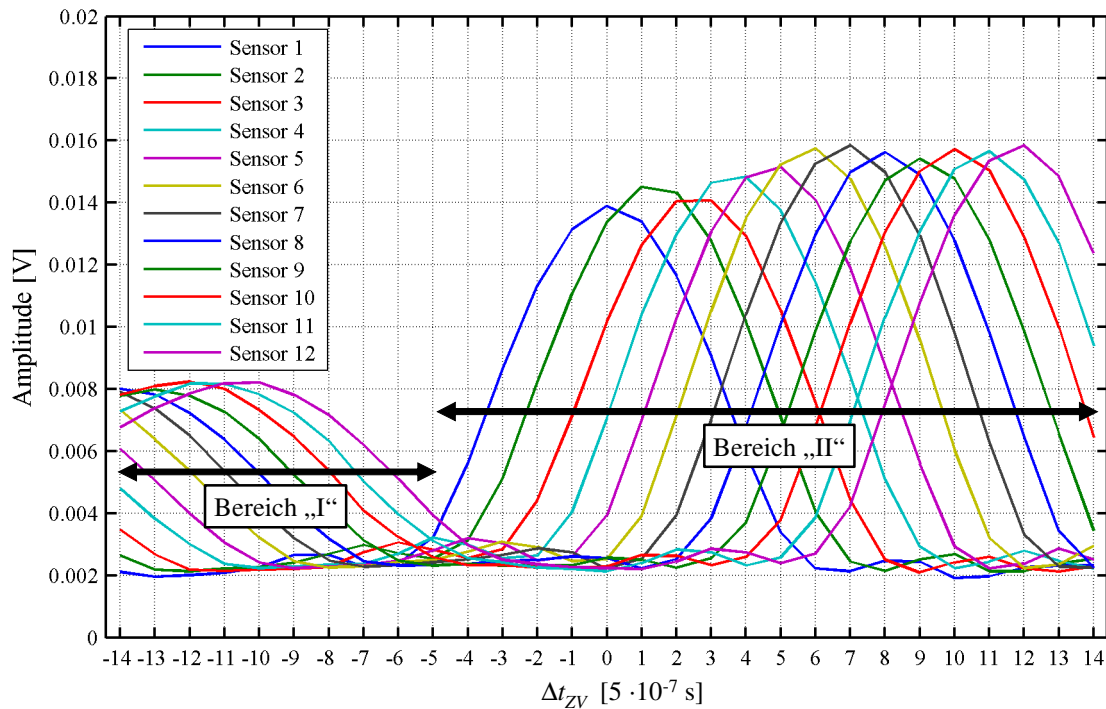


Abb. 9-9: alternative Darstellung der max. Amplituden bei Schwenken der Strahlungskeule

Alle bisherigen Betrachtungen in diesem Kapitel betrafen die Verifikation der Richtkeulencharakteristik der Signalabstrahlung bei zeitversetzter Ansteuerung der Aktuatoren. Der zweite wichtige Effekt, die Vergrößerung der Signalreichweite infolge Superposition der durch Einzelaktuatoren erregten Wellenzüge, wird durch Abb. 9-10 belegt. Verglichen werden für 3 Anregungssignale mit unterschiedlichen Signalmittenfrequenzen die gemessenen, lediglich digital Bandpass-gefilterten Zeitbereichssignale des Sensors 6 (siehe Abb. 9-6) im Bereich des Eintreffens der S_0 -Welle bei Anregung mit nur einem Aktuator (Aktuator 2) und bei Anregung mit allen 4 Aktuatoren mit $\Delta t_{ZV} = 30 \cdot 10^{-7}$ s, so dass sich entsprechend Tab. 9-1 ein Hauptstrahlungskeulenwinkel von $\alpha = 20,69^\circ$ einstellt. Bei diesem Winkel liegt der Sensor 6 genau im Zentrum der Strahlungskeule.

Abb. 9-10 kann entnommen werden, dass beim Aktuator-Beamforming mit 4 Aktuatoren die vierfache Amplitude der Sensorsignale im Vergleich zur Anregung mit nur einem PZT-Element erreicht wird. Somit ist die direkte lineare Überlagerung der einzelnen Wellenpakete durch das Aktuator-Beamforming belegt. Ebenso bestätigt Abb. 9-10, dass die Form des aus Überlagerungen der Einzelwellenzüge entstandenen Wellenzugs (im Bereich des Zentrums der Hauptstrahlungskeule) mit sehr großer Übereinstimmung der Einzelwellenform entspricht.

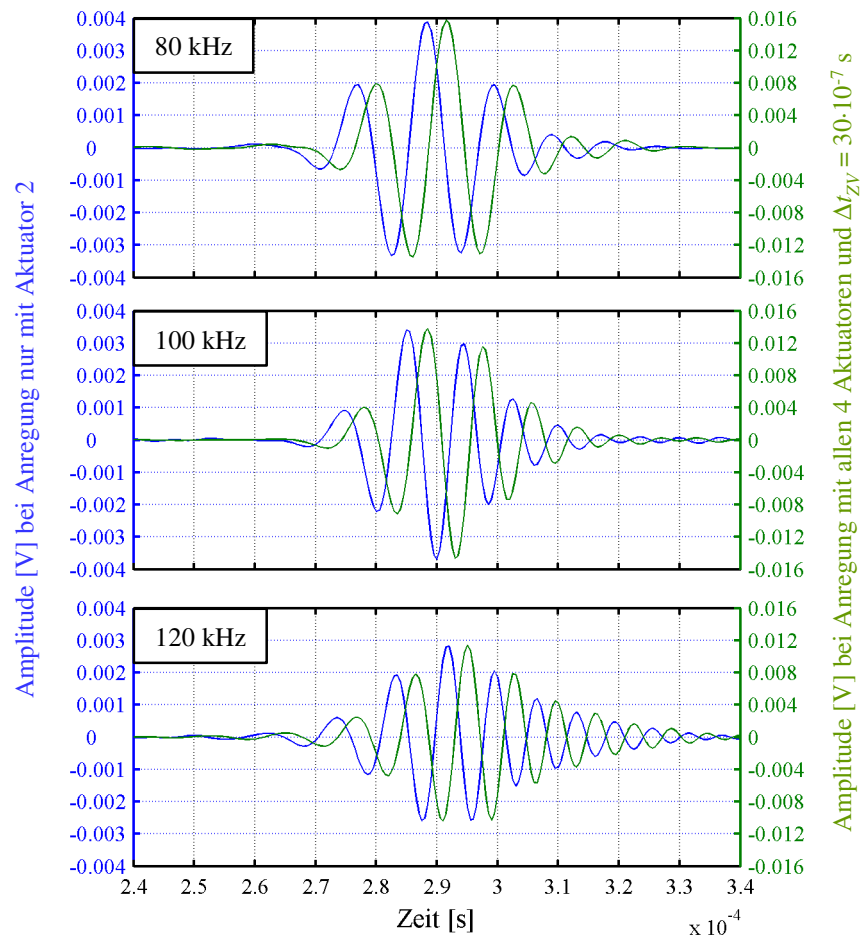


Abb. 9-10: Signale des Sensors 6 bei Wellenanregung mit einem oder vier Aktuatoren

In jedem Einzeldiagramm der Abb. 9-10 beträgt der Zeitversatz zwischen beiden Signalen exakt $30 \cdot 10^{-7}$ s, da bei den Versuchen mit Anregung aller vier Aktuatoren der Aktuator 2 genau mit diesem Zeitversatz nach Mess- bzw. Anregungsbeginn aktiv angesteuert wird.

Kapitel 10

Kombination Aktuator- und Sensorbeamforming

10.1 Grundprinzip

Die vorangegangenen Versuche zum reinen Aktuator-Beamforming in Kapitel 9 zeigten, dass ein zeitversetztes Ansteuern der Einzelaktuatoren und deren Zusammenwirken als Anregungsarray sowohl zu einer Richtwirkung als auch gleichzeitig zu einer Vergrößerung der Wellenreichweite und somit des überwachten Bereichs führt. Ebenso zeigen die Ergebnisse des rein passiven Sensorsignal-Beamformings in Kapitel 8 eine hervorragende Detektionsgenauigkeit struktureller Schäden (gebohrte Löchern oder aufgeklebte kleine Massen). Als konsequente Weiterentwicklung des Verfahrens zur Schadensdetektion wird das aktive und passive Beamforming zusammengeführt, um die Vorteile beider Einzelverfahren bei gleichzeitiger Verringerung der Nachteile nutzen zu können.

Wie folgende Abschnitte zeigen, führt einerseits die erhöhte Wellenenergie durch gezieltes Zusammenwirken aller Aktuatoren zu einer präziseren Identifikation der Schadstellen mit Hilfe des Sensorsignal-Beamformings und andererseits die gerichtete Signalabstrahlung zu einer Reduzierung von Fehldetektionen und Phantomsignalen.

10.2 Versuche zur Schadensdetektion mit kombiniertem Beamforming

Als Versuchskörper dient das bereits in Kap. 9.3 (siehe Abb. 9-5 und 9-6) genutzte, 10 mm dicke, rechteckige Stahlblech mit den Kantenlängen 2880 mm und 2210 mm. Die in Kap. 9.3 genutzten 12 Sensoren auf der radialen Bahn werden allerdings nicht weiter verwendet. Stattdessen wird oberhalb des bereits vorhandenen 4er-Aktuatorarrays ein relativ kompaktes Sensorarray aus 12 PZT-Elementen gleichen Typs (PIC255, \varnothing 20 mm, $t_P = 0,5$ mm) appliziert, siehe Abb. 10-1.

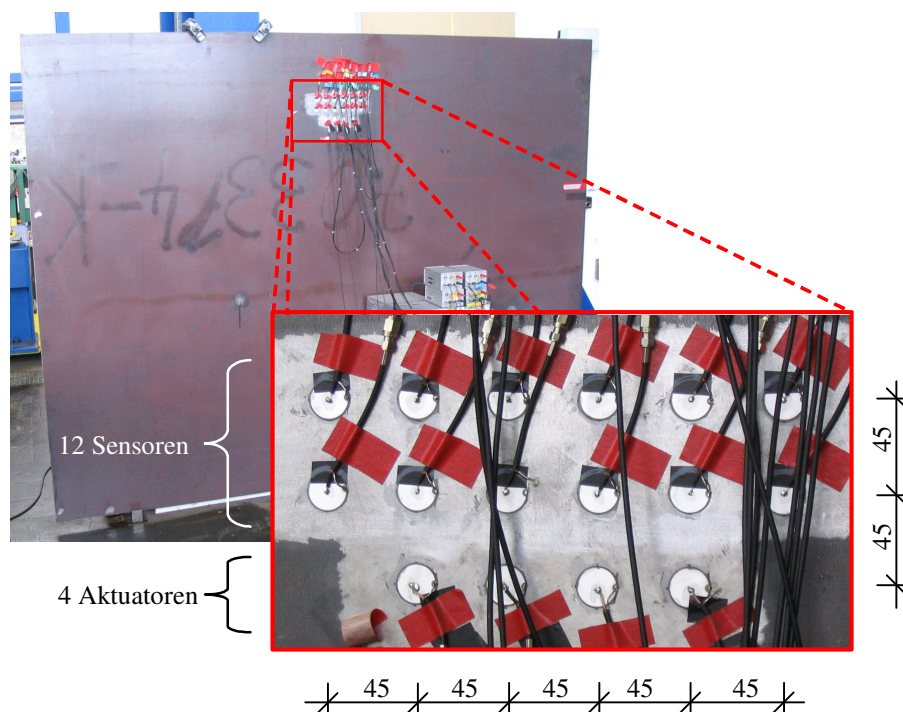


Abb. 10-1: Versuchskörper mit applizierten PZT-Elementen

Wie bereits bei den Versuchen zum alleinigen Sensorsignal-Beamforming werden auch im Folgenden Differenzsignale ausgewertet, also der aktuelle Strukturzustand auf einen Referenzzustand bezogen. Das Anregungssignal ist weiterhin der Hanning-gefensterte Wellenzug aus 3 Sinuswellen mit unterschiedlichen Signalmittenfrequenzen.

Abweichend von Kap. 9.3 wird in den hier durchgeführten Versuchen nicht nur ausschließlich der symmetrische S_0 -Mode betrachtet, sondern auch gezielt der antimetrische A_0 -Mode genutzt, um durch zusätzliche, auf einem weiteren Wellenmode basierende Ergebnisse die Detektionsqualität zu verbessern. Der jeweilige Lamb-Mode muss konsequenterweise sowohl bei der aktiven Wellenanregung als auch bei der passiven

Signalauswertung zur Schadensdetektion zugrunde gelegt werden. Bezogen auf die Signalauswertung der Messdaten bedeutet das die Wahl des entsprechenden modenabhängigen Datensatzes der Dispersionskompensation (siehe Kap. 7.5). In Hinblick auf die Wellengenerierung und Steuerung der Richtkeule des Aktuatorarrays muss beachtet werden, dass sich aufgrund unterschiedlicher Frontgeschwindigkeiten der Moden bei gleichem Zeitversatz unterschiedliche Hauptstrahlungskeulenwinkel einstellen. Die für den S_0 -Mode ermittelten Winkel der Strahlungskeule in Tab. 9-1 (mit $c_{Front,S0} = 5300$ m/s) können auf Grundlage der Geometrie des Aktuatorarrays in Abb. 9-3 ebenso auf die Frontgeschwindigkeit $c_{Front,A0} = 2200$ m/s angepasst werden. Abb. 10-2 stellt die aus den relativen Zeitversätzen Δt_{ZV} resultierenden Keulenwinkel für beide Lamb-Moden dar. Die bereits in Kap. 9.3 erwähnte messtechnische Einschränkung auf $5 \cdot 10^{-7}$ s als Mindestwert der Schrittweite des relativen Zeitversatzes gilt weiterhin. Zu erkennen ist in Abb. 10-2 die wegen der geringeren Frontgeschwindigkeit feinere resultierende Winkelauflösung des A_0 -Modes.

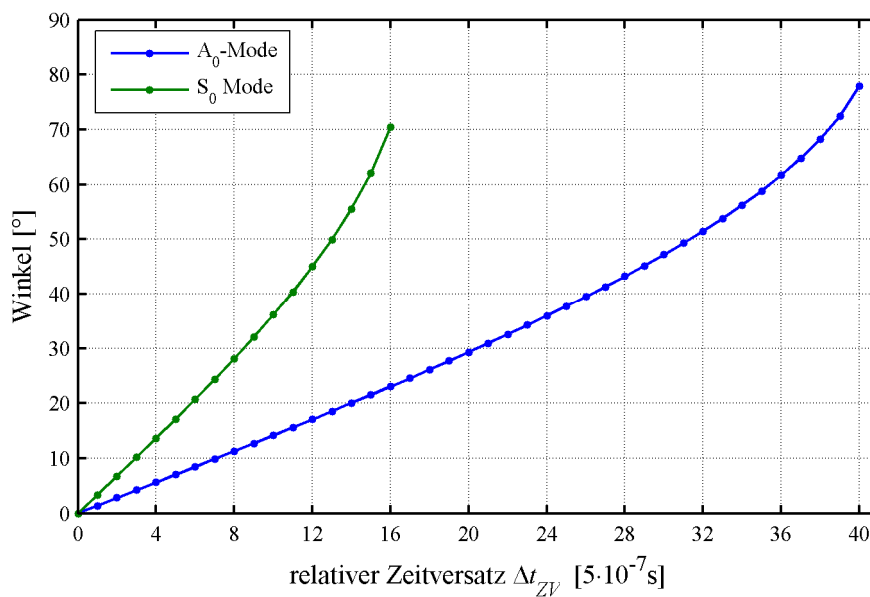


Abb. 10-2: Winkel der Hauptstrahlungskeule für das 4er-Aktuatorarray

10.2.1 Versuche mit aufgeklebter Masse

Wie in den Versuchen des Kap. 8.3.2 wird der zylinderförmige Stahlkörper mit der Masse 9 g (siehe Abb. 8-12) als Schadenssimulation auf den Versuchskörper an den zwei in Abb. 10-3 eingezeichneten Positionen geklebt. Insgesamt werden 45 Messungen durchgeführt, von $\Delta t_{ZV} = -22 \cdot 5 \cdot 10^{-7}$ s bis $\Delta t_{ZV} = +22 \cdot 5 \cdot 10^{-7}$ s. Der hierdurch abgedeckte Winkelbereich beträgt im Fall der S_0 -Welle $\alpha_{S0} = \pm 70,43^\circ$ und $\alpha_{A0} = \pm 32,53^\circ$ im Fall der A_0 -Welle,

wobei beim S_0 -Mode die lediglich 33 Messungen genutzt werden können, siehe Abb. 10-2. Die Signalmittenfrequenzen des Anregungssignals betragen bei diesen Versuchen 80, 100 oder 120 kHz.

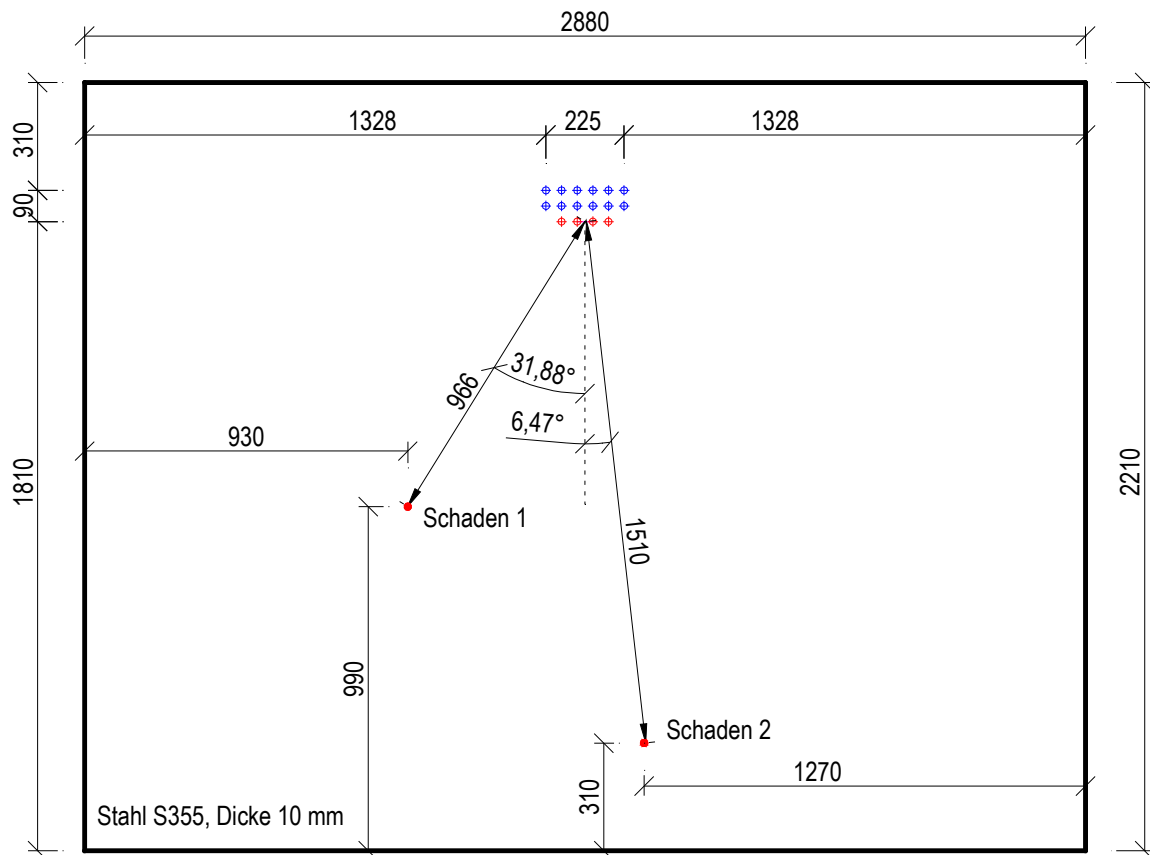


Abb. 10-3: Position der beiden Schäden

Entsprechend den Betrachtungen zur Modenselektion (siehe Kap. 5.4) und zu den Schadensdetektionen mittels ausschließlich passivem Beamformings (siehe Kap. 8.3), ist die niedrigste der drei verwendeten Signalmittenfrequenzen, also $f_0 = 80$ kHz, am besten für eine Schadensdetektion auf Grundlage des A_0 -Modes geeignet, die höchste Frequenz $f_0 = 120$ kHz optimal bei Wahl des S_0 -Modes. Im Folgenden werden deshalb nur diese Frequenz-Mode-Kombinationen betrachtet.

Aus der Vielzahl der einzelnen grafischen Auswertungen kann hier aufgrund des Umfangs nur eine Auswahl präsentiert werden. Auf Grundlage des A_0 -Modes und der Signalmittenfrequenz 80 kHz verdeutlicht Abb. 10-4 beispielhaft die Auswirkungen der gerichteten Signalabstrahlung bei der Schadensdetektion und -lokalisierung am Schaden 2. Bei einem Zeitversatz von $\Delta t_{ZV} = 5 \cdot 10^{-7}$ s stellt sich ein Winkel der Hauptstrahlungskeule von $\alpha_{A0} = +7,02^\circ$ ein, der annähernd dem realen Winkel von $6,47^\circ$ entspricht (siehe Abb. 10-3). Der Schaden wird in Abb. 10-4 (oben) durch das Sensorsignal-Beamforming

eindeutig und präzise detektiert. Schwenkt man die Hauptstrahlungskeule durch leicht abweichende relative Zeitversätze knapp am eigentlichen Schadensort vorbei, also beispielsweise wie in Abb. 10-4 (unten) dargestellt in den Winkeln $\alpha_{A0} = \pm 1,40^\circ$ und $\alpha_{A0} = \pm 12,71^\circ$, so trifft deutlich weniger Wellenenergie auf den Reflektor. Dementsprechend wird auch nur eine relativ schwache Lamb-Welle reflektiert. Da die drei Teilbilder in Abb. 10-4 auf den Maximalwert aller winkelabhängigen Einzelmessungen skaliert sind, wird der Schaden somit ausschließlich beim passenden Winkel aussagekräftig erkannt.

Der Abgleich der aus analytischen Berechnungen bekannten Ausrichtung der Hauptstrahlungskeule mit dem Ort des detektierten Reflektors sowie der Ausschluss von Ergebnissen, bei denen Keulenrichtung und Reflektorposition nicht übereinstimmen, reduziert zusätzlich die Gefahr von Fehldetektionen infolge schadhafter Messungen. Bei isotroper Wellenausbreitung, auf der z.B. alle Ergebnisse des reinen Sensorsignal-Beamformings in Kapitel 8 beruhen, ist ein derartiges Vorgehen nicht möglich.

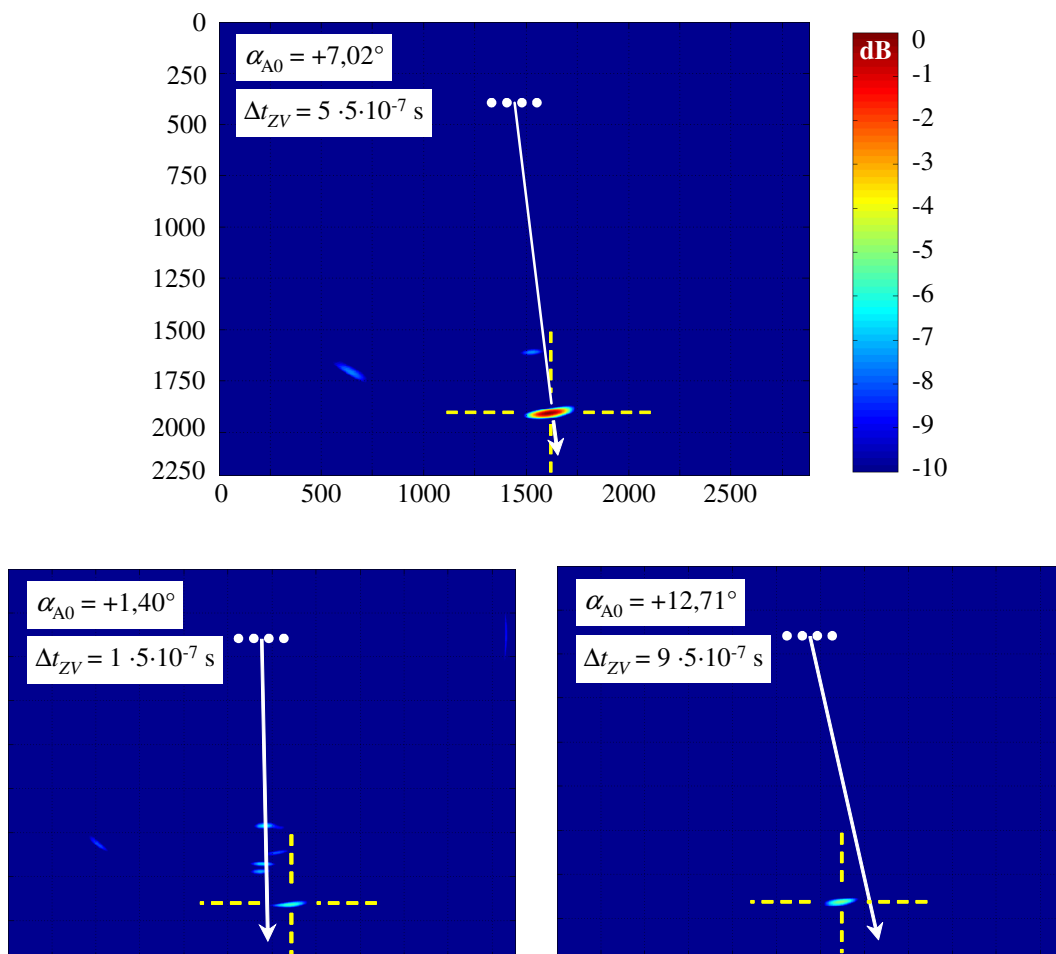


Abb. 10-4: Schadensdetektion der geklebten Masse mit A_0 -Mode bei $f_0 = 80 \text{ kHz}$, Auswirkungen der Hauptstrahlungskeulenrichtung

Analog zu Abb. 10-4 zeigt Abb. 10-5 die Schadensdetektion des Schadens 1 mit kombiniertem aktiven und passiven Beamforming auf Basis des S_0 -Modes bei $f_0 = 120$ kHz. Obwohl die Entfernung des Schadensorts 1 geringer als die des Schadensorts 2 zum Piezoarray ist, sind die S_0 -Mode-Ergebnisse in Abb. 10-5 deutlich schlechter als die A_0 -basierten Auswertungen in Abb. 10-4. Angemerkt sei zudem, dass die hier nicht weiter dargestellten S_0 -Auswertungen bei $f_0 = 80$ kHz und 100 kHz zu noch schlechteren Ergebnissen führen, was zu erwarten war, da entsprechend den Kriterien der Modenselektion (siehe Abb. 5-11) bei den vorhandenen Randbedingungen diese beiden Signalmittelfrequenzen ungeeigneter sind als $f_0 = 120$ kHz.

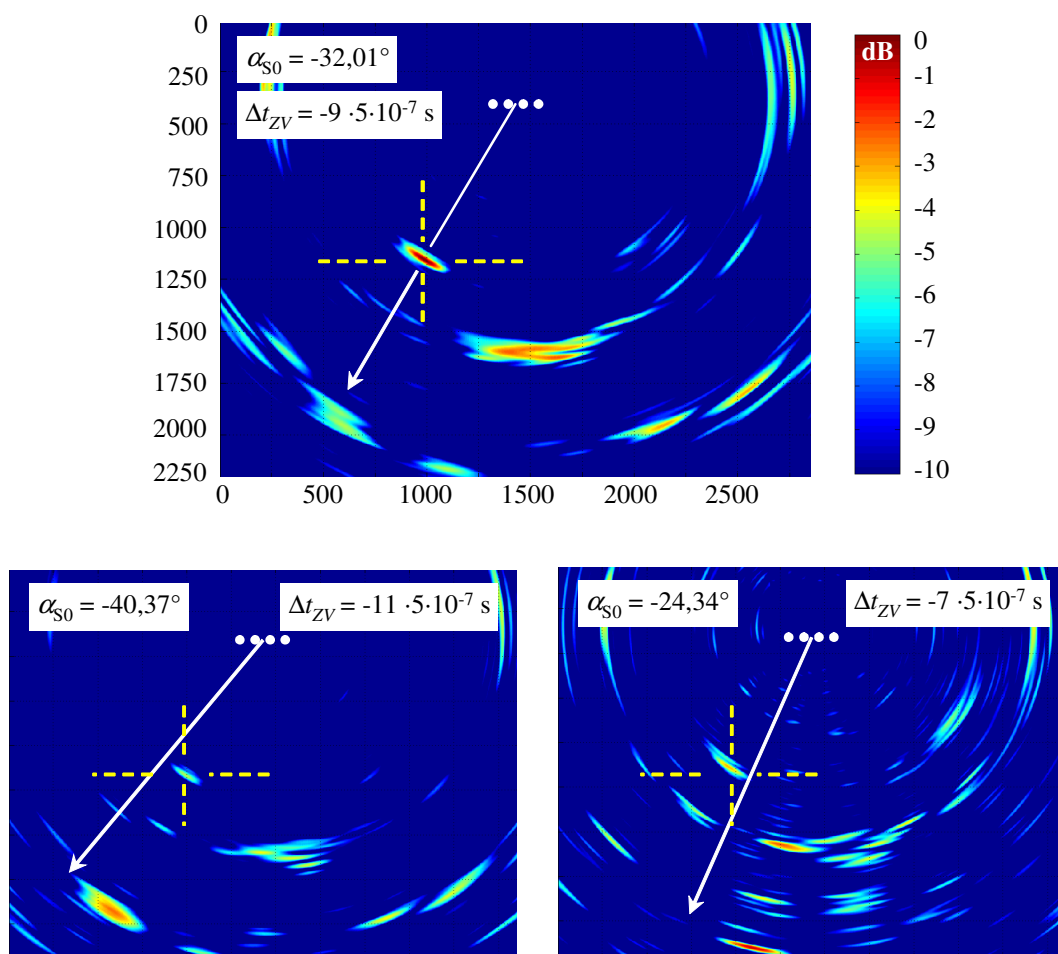


Abb. 10-5: Schadensdetektion der geklebten Masse mit S_0 -Mode bei $f_0 = 120$ kHz, Auswirkungen der Hauptstrahlungskeulenrichtung

Ursache für die in diesem Versuch bessere Eignung des A_0 -Modes ist, dass die A_0 -Welle im betrachteten Frequenzbereich an der oberflächlich applizierten, zur Blechmittenebene asymmetrisch angeordneten Stahlmasse deutlich stärker reflektiert wird als die S_0 -Welle. Dieses Ergebnis stimmt mit den Auswertungen und Anmerkungen in Kap. 8.3.2 überein

und verdeutlicht abermals den Einfluss der richtigen Wahl des zur jeweiligen Überwachungsaufgabe und zur zu erwartenden Schadensart passenden Lamb-Moden.

Die Verbesserung der Beamforming Auswertungen infolge der Wellenerzeugung mit vier statt mit nur einem Aktuator zeigt Abb. 10-6. Verglichen werden die mit dem jeweils präzise ausgerichteten Strahlungskeulenwinkel erzeugten Auswertungen aus Abb. 10-4 und Abb. 10-5 mit Versuchsergebnissen, bei denen nur Aktuator 2 (siehe Abb. 9-6) zur Wellenanregung genutzt wurde, also kein aktives Beamforming stattfand. Beim A_0 -Mode in Abb. 10-6 fällt auf, dass bei Verwendung nur eines Aktuators zusätzlich störende Phantomsignale in der Auswertung auftreten. Aufgrund der schwächeren Anregung sowie des für diesen Schaden eher ungeeigneten Wellenmodes ist bei der S_0 -Welle sogar eine Fehldetektion zu erkennen. Diese fehlerhafte Auswertung im entsprechenden S_0 -Mode-Teilbild detektiert die hier eigentlich unbetrachtete A_0 -Reflexion am Schaden. Wie bereits anderenorts erwähnt, dominiert der A_0 -Mode bei diesem Schadenstyp. Durch die erweiterte Dispersionskompensation wird dieser Wellenmode zwar abgeschwächt, jedoch nicht vollständig ausgeblendet, so dass dessen verbleibende Anteile im Gesamtsignal immer noch deutlich erkennbar sind.

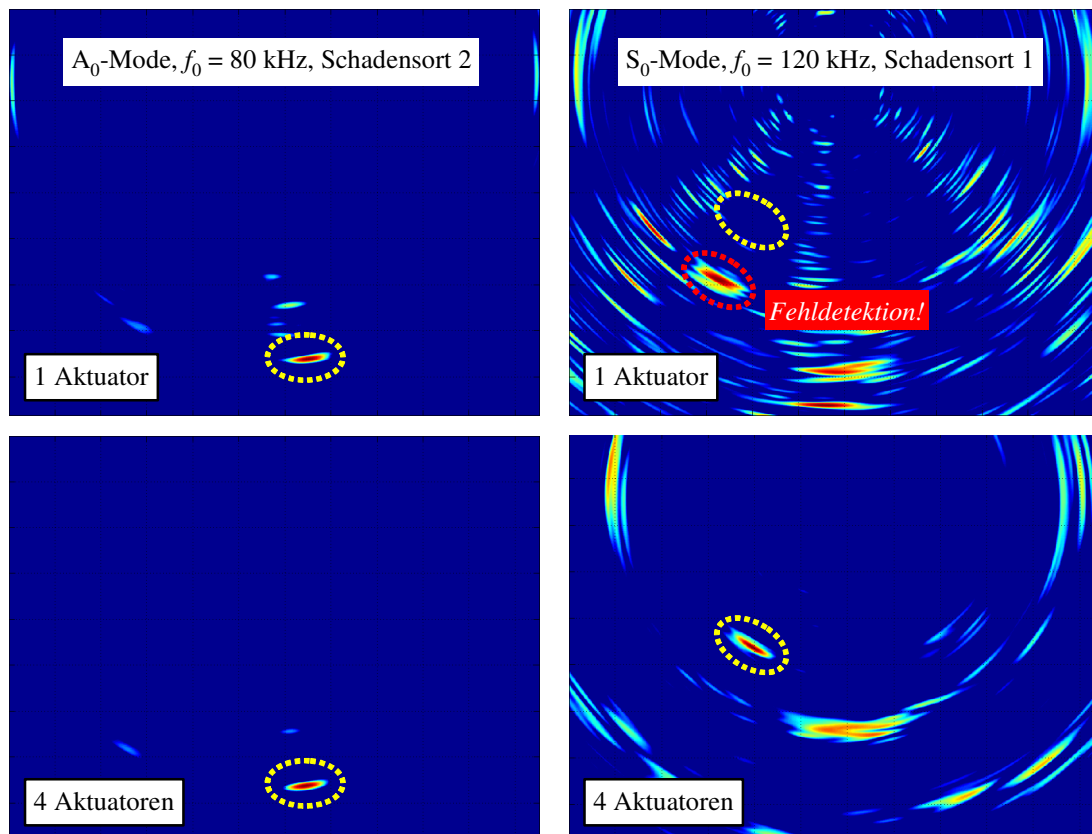


Abb. 10-6: Vergleich der Schadensdetektionen bei Anregung mit einem und mit vier Aktuatoren

10.2.2 Versuche mit gebohrten Löchern

Versuche mit gebohrten Löchern wurden analog zu denen mit aufgeklebter Masse durchgeführt. Eine ggf. auf dem Versuchskörper noch vorhandene aufgeklebte Masse wurde vor Versuchsbeginn entfernt. Die Bohrungen (siehe Abb. 8-9) erfolgten an den beiden bereits bekannten Positionen (siehe Abb. 10-3), wobei am Schadensort 1 der kleinste Bohrl Lochdurchmesser 1,5 mm betrug und am Schadensort 2 mit einem Bohrl Lochdurchmesser 2,0 mm begonnen wurde.

Abb. 10-7 und 10-8 zeigen getrennt für den A_0 - und S_0 -Mode mit ihrer jeweils besten Signalmittenfrequenz die omnidirektionalen B-Scans der Versuche mit der kleinsten Bohrl Lochgröße, die mit dem jeweiligen Lamb-Mode als erstes detektiert werden konnte. Ebenfalls dargestellt sind in beiden Abbildungen die Versuchsauswertungen, bei denen nur ein Aktuator zur Wellenanregung genutzt wurde. Die Verbesserung der Schadensererkennung durch das kombinierte Beamforming mit dem Zusammenwirken von 4 PZT-Aktuatoren im Vergleich zum Sensorsignal-Beamforming bei Anregung mit einem Einzelpiezo ist auch hier, wie bereits in Abb. 10-6, klar erkennbar.

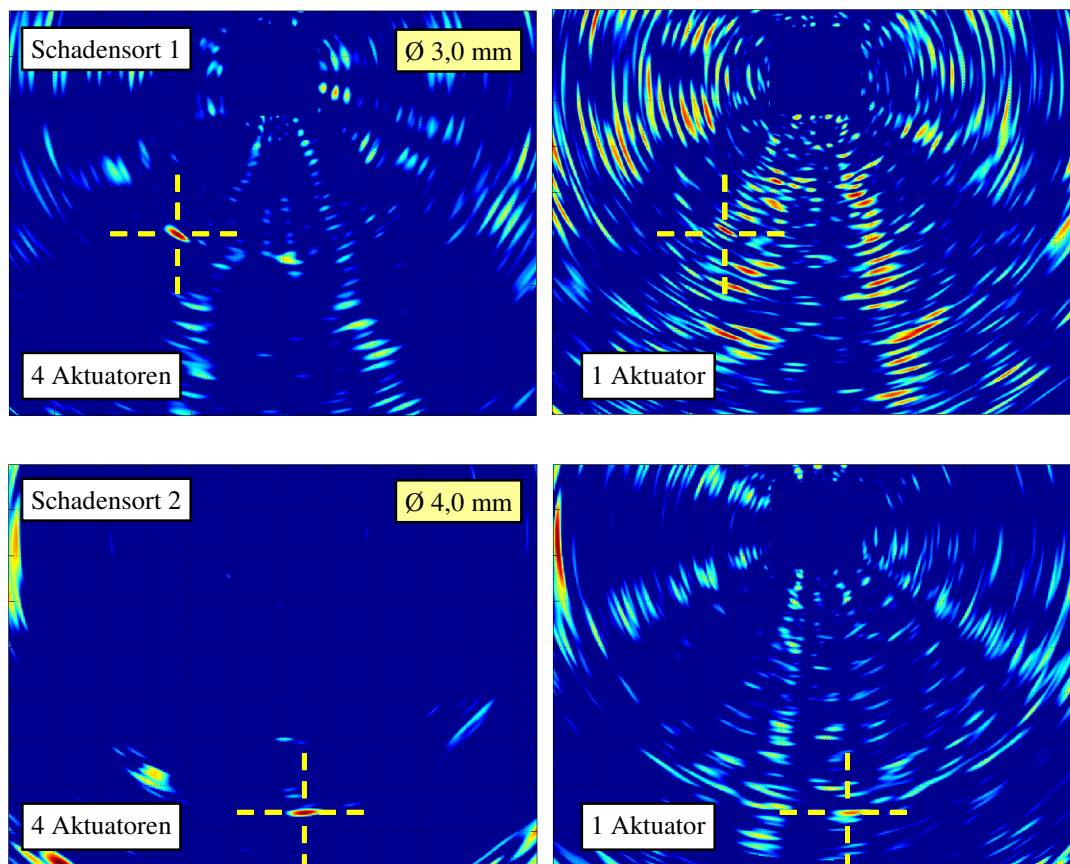


Abb. 10-7: kleinste detektierbare gebohrte Löcher mit A_0 -Mode und $f_0 = 80$ kHz

Im Gegensatz zu den Versuchen mit aufgeklebter Masse ist bei diesem durchgehenden, zur Blechmittelebene symmetrischen Schaden der S_0 -Mode deutlich besser geeignet als der A_0 -Mode. Auf Basis des S_0 -Modes wird bereits der kleinste Bohrlochdurchmesser von nur 1,5 mm geortet, wohingegen erst ein Lochdurchmesser von 3,0 mm mit Hilfe der A_0 -Welle detektiert wird. Die Versuchsauswertungen mit jeweils eine Stufe größerem Lochdurchmesser enthält der Anhang K.

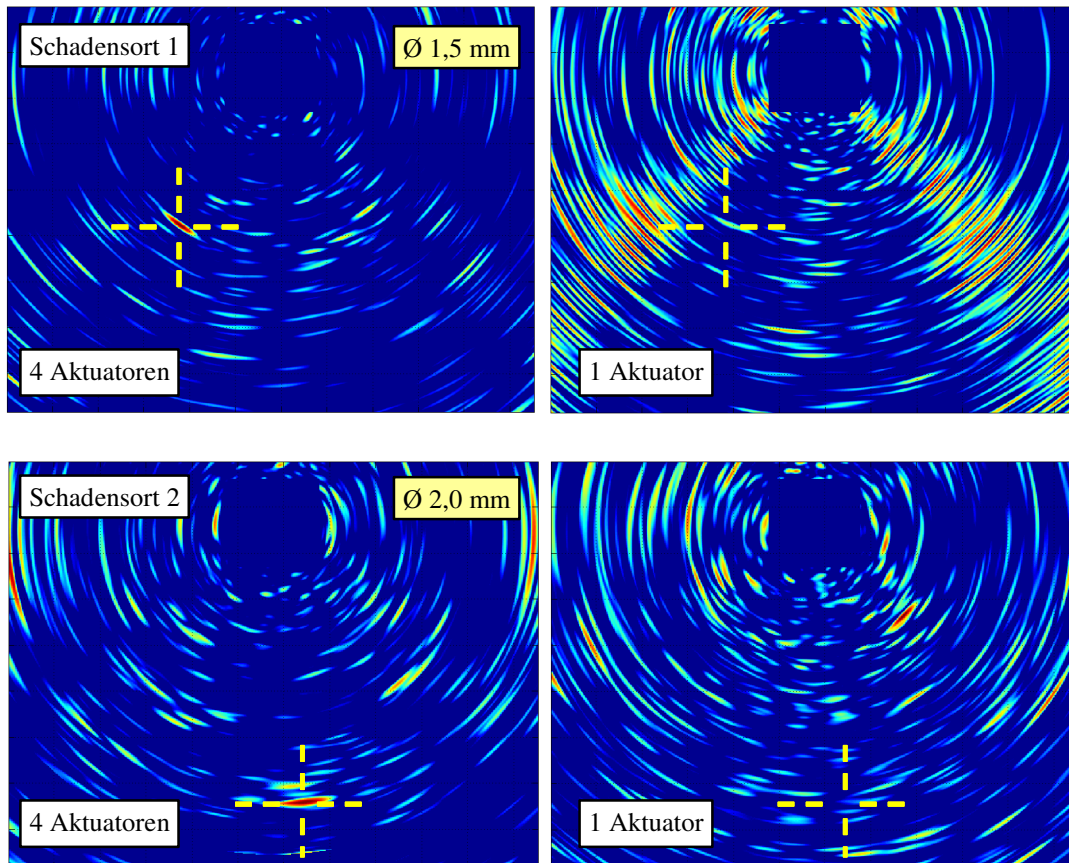


Abb. 10-8: kleinste detektierbare gebohrte Löcher mit S_0 -Mode und $f_0 = 120$ kHz

10.3 Segmentweise Ergebnisfusion

Die Berechnung der einzelnen omnidirektionalen B-Scans für jeden gemessenen Datensatz, d.h. für jeden Winkel der Hauptstrahlungskeule (wie in Kap. 10.2), bedeutet einen erheblichen Rechenaufwand und ist nur dann wichtig, wenn ein Gesamtüberblick über alle Einzelergebnisse erforderlich ist. Ausreichend und sinnvoll in Hinblick auf eine praxisnahe Anwendung, die auf die Detektion des stärksten Reflektors in der Struktur abzielt, ist es, diesen Rechenaufwand – wie im Folgenden beschrieben – zu reduzieren.

Da die Signalabstrahlung durch die zeitversetzte Ansteuerung der Aktuatoren hauptsächlich in eine Richtung erfolgt, ist es naheliegend, bei der Signalauswertung auch nur den Winkelbereich zu betrachten, der von der jeweiligen Hauptstrahlungskeule abgedeckt wird. Dadurch werden gleichzeitig auf einfache Weise auch Störungen aus den Nebenstrahlungskeulen ausgeblendet. Alle Datensätzen bzw. Strahlungskeulenrichtungen werden anschließend in einer einzigen aussagekräftigen Ergebnisdarstellung zusammengefasst.

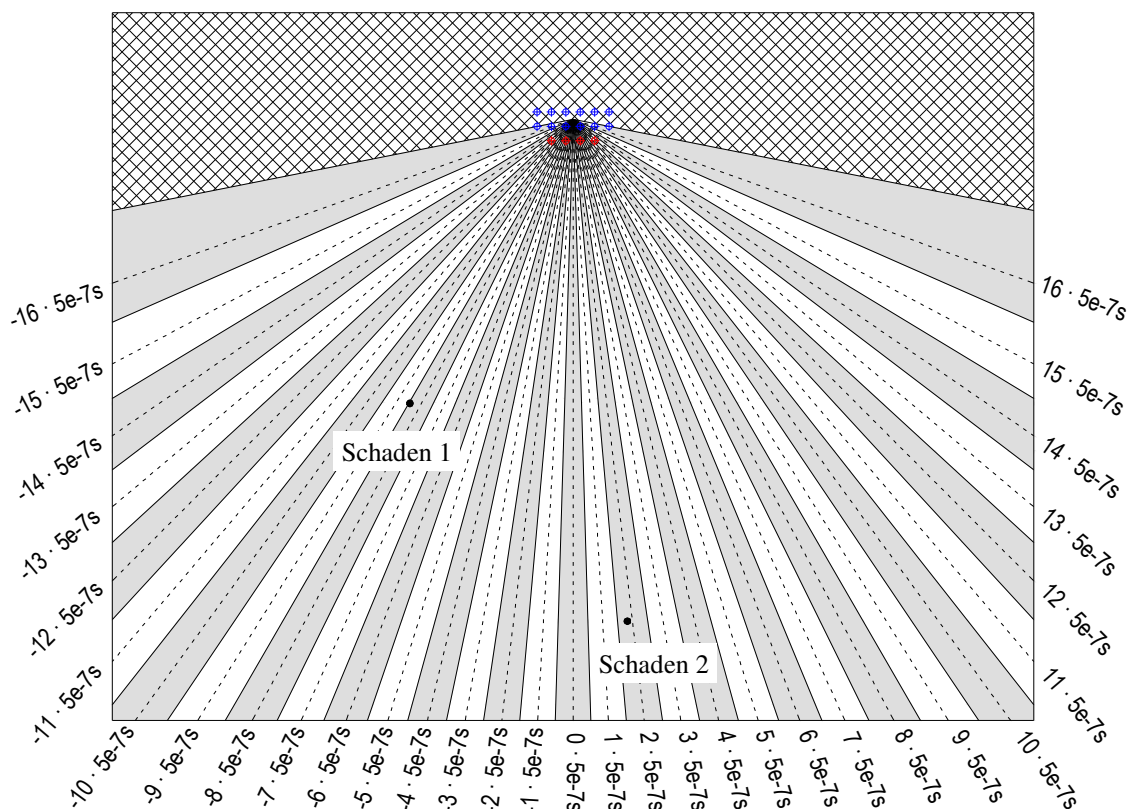


Abb. 10-9: Segmenteinteilung des Versuchskörpers für den S_0 -Mode und 33 relative Zeitversätze

Die räumliche Grenze eines Winkelsegments für die jeweilige, vorab zu ermittelnde Strahlungskeulenrichtung wird im verwendeten Algorithmus bestimmt durch die Mitte zwischen dem betrachteten Hauptstrahlungskeulenwinkel und dem jeweils angrenzenden Bereich des nächsten Keulenwinkels. Einen Sonderfall stellen die äußersten Hauptstrahlungskeulenwinkel dar. Dort wird der nach außen hin weisende Segmentteil breiter gewählt, da die Detektionsmöglichkeiten eines Schadens mit kombiniertem Beamforming durchaus auch für einen um den definierten Hauptwinkel breiteren Bereich herum bestehen. Deshalb sollte diese äußere Information sinnvollerweise mit einbezogen werden.

Abb. 10-9 zeigt beispielhaft für die S_0 -Welle (mit $c_{Front} = 5300$ m/s) und mögliche ± 16 Zeitversätze Δt_{ZV} (vergleiche Abb. 10-2) die Aufteilung des Versuchskörpers aus Abb. 10-1 in entsprechende Segmente. Auf Grundlage aller (in diesem Beispiel) 33 Datensätze wird das Sensorsignal-Beamforming statt wie bisher für die gesamte Struktur ausschließlich für die Punkte innerhalb des jeweiligen, zur Aktuatorarray-Strahlungskeule gehörenden Segments durchgeführt.

In Abb. 10-9 wird für die Segmenteinteilung als Zentrum aller Winkelsegmente vereinfachend das geometrische Zentrum der Sensoren anstelle des Anregungsmittelpunkts gewählt, siehe hierzu auch Kap. 9.2. Die Genauigkeit der Schadensdetektion leidet zwar hierunter, in diesem Beispiel allerdings in vernachlässigbarem Umfang. Die aus dieser bewussten Ungenauigkeit gegebenenfalls resultierende falsche Zuordnung eines Strukturpunkts zu einem anderen Winkelsegment, somit zu einem anderen Messdatensatz, ist in der Regel unerheblich, da nur Orte im Grenzbereich zweier Segmente hiervon betroffen sind. Durch beide angrenzenden Hauptstrahlungskeulen ist die Detektionsqualität von Schäden in diesen Grenzbereichen in praktisch gleichem Maße gegeben.

Die eigentliche Schadensdetektion, also das Sensorsignal-Beamforming, berücksichtigt hingegen die Lage des Anregungsmittelpunkts exakt, was für eine präzise Ermittlung der Signallaufstrecken unerlässlich ist.

Bei der Kombination der Einzelauswertungen wäre es fehlerhaft, für die Erstellung der Gesamtauswertung Segmente aus den bereits logarithmisch bewerteten Abbildungen jeder Einzelmessung zu entnehmen, sofern (wie bisher üblich) diese Darstellungen auf den Maximalwert der jeweiligen Einzelmessung als 0 dB Bezugswert skaliert sind. Stattdessen wird vor der logarithmischen Bewertung der Einzelauswertungen der Maximalwert aller der späteren Gesamtauswertung zugrunde liegender Einzelauswertungen bestimmt und dieser als 0 dB Bezugswert für alle Ausgangsabbildungen festgelegt. Das Resultat ist eine auf den stärksten Reflektor aller Keulenrichtungen bezogene Gesamtauswertung und dadurch wiederum eine aussagekräftige Ergebnisdarstellung. Diese Vorgehensweise wurde bereits bei der Erstellung von Abb. 10-4 und 10-5 gewählt.

Beispielhaft für den Schadensort 1, den Schadenstyp „gebohrtes Loch“ und beide Lamb-Moden zeigt Abb. 10-10 die Ergebnisse der automatischen segmentweisen Ergebnis-

fusion. Zum Vergleich wird außerdem die Einzelauswertung bei idealer Ausrichtung der Hauptstrahlungskeule abgebildet.

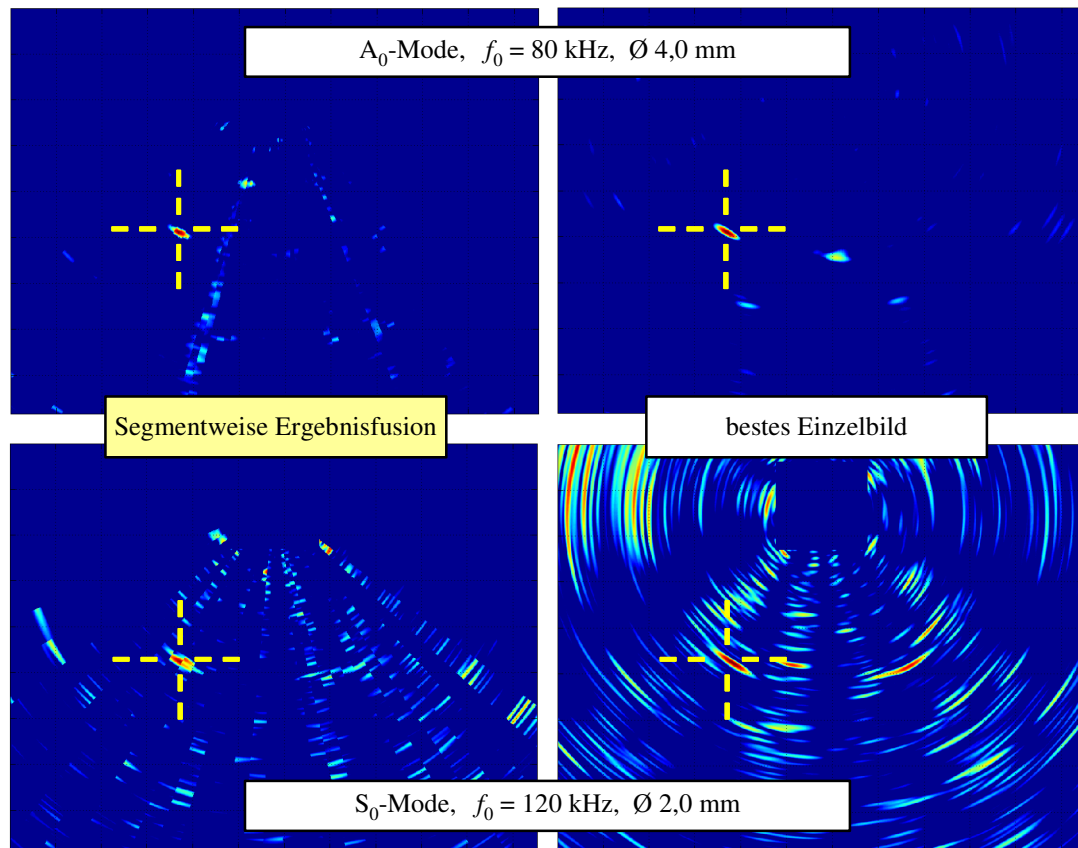


Abb. 10-10: segmentweise Ergebnisfusion am Beispiel

Der Abb. 10-10 ist zu entnehmen, dass das beste Einzelbild prinzipiell nicht schlechter als das Ergebnis der segmentweisen Ergebnisfusion ist. Ein Vorteil der segmentweisen Ergebnisfusion kann somit nicht auf den ersten Blick erkennbar werden. Trotzdem bedeutet diese neue Methode der Datenauswertung eine wesentliche Verbesserung, da die fusionierten Teilbilder in Abb. 10-10 im Fall des A_0 -Modes aus 61 und im Fall des S_0 -Modes aus 33 einzelnen Auswertungen bzw. Datensätzen entstanden. Diese immense Datenmenge der Einzeldatensätze und –auswertungen wird durch die neue automatische Vorgehensweise auf nur eine einzige aussagefähige Auswertung je Wellenmode ohne Sensitivitätsverlust reduziert. Eine aufwändige Auswertung der 61 bzw. 33 Einzelbilder, die ohne segmentweise Datenfusion erforderlich ist, entfällt.

Kapitel 11

Auswirkung von Reflektoren

11.1 Wellenausbreitung bei aufgeschweißter Rippe

In den vorangegangenen Kapiteln wurden Versuche zur Wellenausbreitung und Schadensdetektion hauptsächlich an einfachen rechteckigen, an wenigen Punkten klar definiert gelagerten Platten durchgeführt. Diese simple Blechgeometrie wurde gewählt, um prinzipielle Vorgehensweisen sowie einzelne Verfahren an hinsichtlich der Wellenausbreitung relativ einfach nachvollziehbaren Strukturen zu erproben. Schadensdetektionen mit verschiedenen Varianten der Beamforming-Verfahren waren sehr erfolgreich möglich.

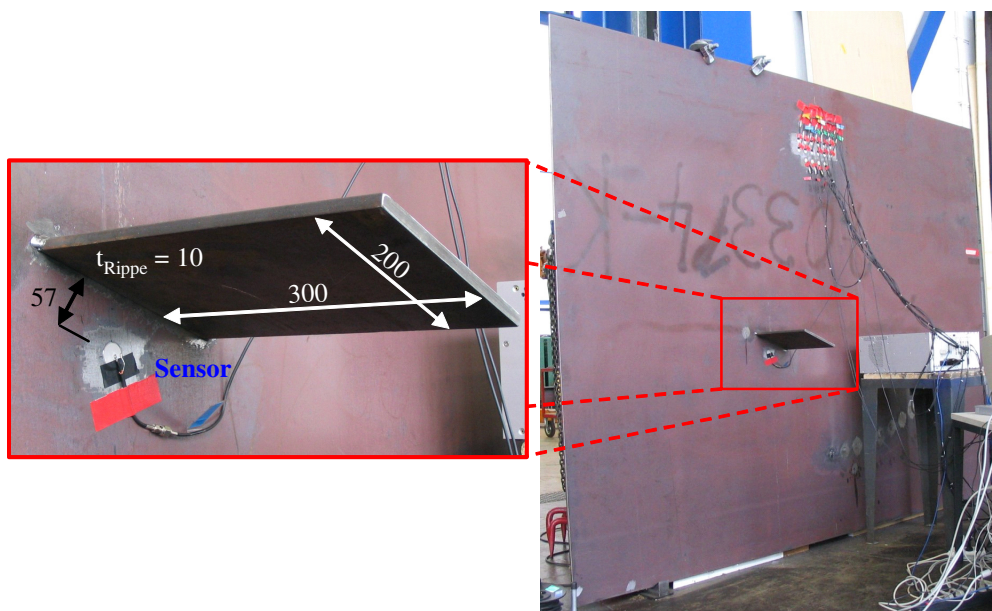


Abb. 11-1: Versuchskörper mit aufgeschweißter Rippe 10 mm

Die bisher genutzten Strukturen entsprechen allerdings nur in Ausnahmefällen realen Baukörpern oder Bauteilen. In der Regel weisen die komplexeren realen Objekte Eigenschaf-

ten auf, welche in den vorangegangenen Versuchen unberücksichtigt blieben. Außer einer von der Rechteckform abweichenden Geometrie können die Bleche beispielsweise auch gekrümmt sein, Dickensprünge und/oder abgehende Bauteile wie z.B. Versteifungsrippen aufweisen.

In diesem Kapitel werden erste Versuchsergebnisse bezüglich des Einflusses orthogonal aufgeschweißter Rippen auf die Ausbreitung der verschiedenen Lamb-Wellen-Moden präsentiert. Das Themengebiet der direkt mit dem wellenführenden Blech verbundenen Bauteile und deren Beeinflussung der Schadensdetektion spannt ein sehr großes Parameterfeld auf, das im Rahmen dieser Dissertation lediglich kurz angerissen wird, so dass nur Tendenzen aufgezeigt werden können. Weitere umfangreiche Untersuchungen sind hier erforderlich, aber nicht mehr Bestandteil dieser Arbeit.

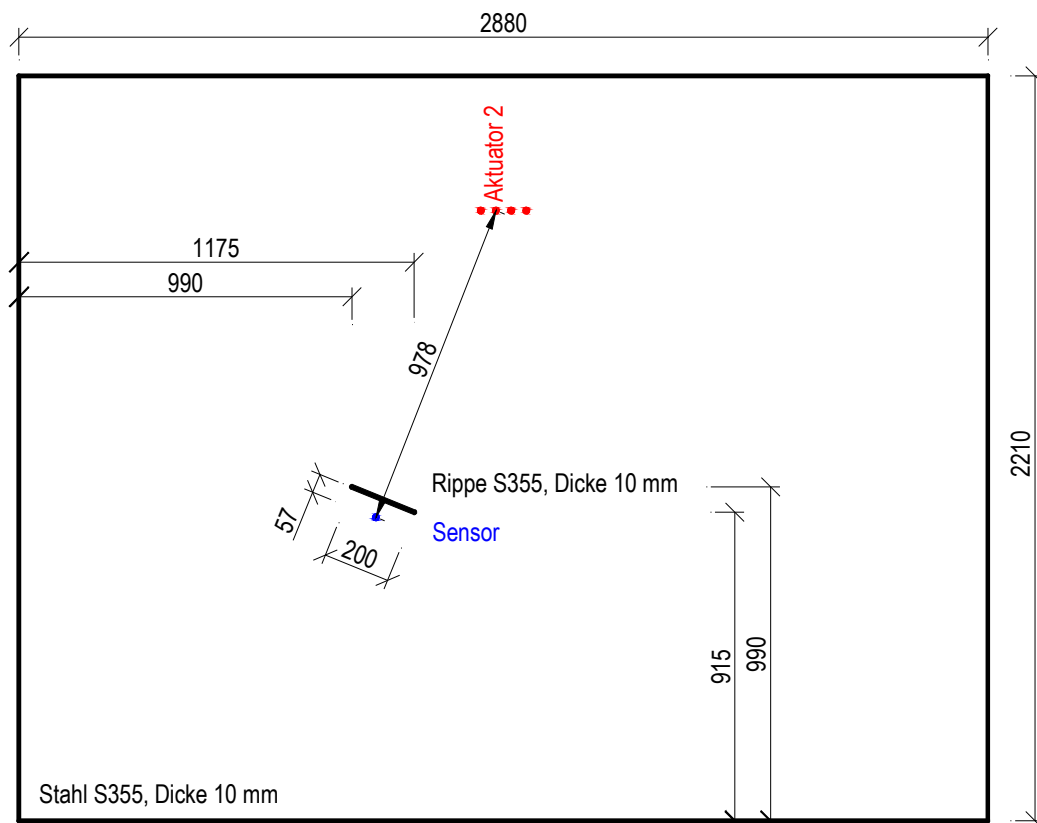


Abb. 11-2: System des Versuchskörpers mit Rippe

Eine auf ein Blech aufgeschweißte Rippe bildet für die sich ausbreitenden geführten Wellen einen starken Reflektor. Deshalb wird auf das bereits in Kapitel 9 und 10 genutzte 10 mm dicke Stahlblech ein Blechstück der Dicke 10 mm, Länge 300 mm und Breite 200 mm (siehe Abb. 11-1) an der in Abb. 11-2 vermaßten Position mit einer HV-Naht aufgeschweißt. Diese Stahlrippe ist nahezu rechtwinklig zur Wellenausbreitungsrichtung der am Aktuator 2 erzeugten Wellen ausgerichtet. Auf der dem Aktuator abgewandten

Rippenseite ist im Abstand von 57 mm (Außenkante Rippe zu Piezomitte) direkt hinter diesem abgehenden Bauteil ein PZT-Sensor (PIC255, Ø 20 mm, $t_P = 0,5$ mm) appliziert. Dieser Sensor war bereits vor Aufschweißen des Blechs vorhanden, so dass vergleichende Auswertungen der Wellenausbreitungen zwischen den Strukturzuständen mit und ohne Rippe möglich sind.

Bei den Versuchen dieses Abschnitts kommt als Anregungssignal wie bisher der Hanning-gefensterte Wellenzug bestehend aus 3 Sinuswellen zum Einsatz. Hierbei variieren die Signalmittenfrequenzen von $f_{0,\min} = 50$ kHz bis $f_{0,\max} = 120$ kHz. Die Wellenanregung erfolgt mit nur einem Einzelaktuator (Aktuator 2, siehe Abb. 11-2). Aktives Beamforming findet somit nicht statt, die Wellenausbreitung ist isotrop.

Entsprechend den in Kapitel 7 näher beschriebenen Methoden werden die Zeitbereichssignale der am Sensor erfassten Wellen nach knapp einem Meter Signallaufstrecke digital gefiltert und anschließend mit der erweiterten Dispersionskompensation sowohl für den A_0 - als auch den S_0 -Mode weiterverarbeitet. Die Maxima der Hilbert-Einhüllenden der auf diese Weise erzeugten Signale im Wegbereich bei circa einem Meter Signallaufstrecke werden bestimmt und in Abb. 11-3 dargestellt.

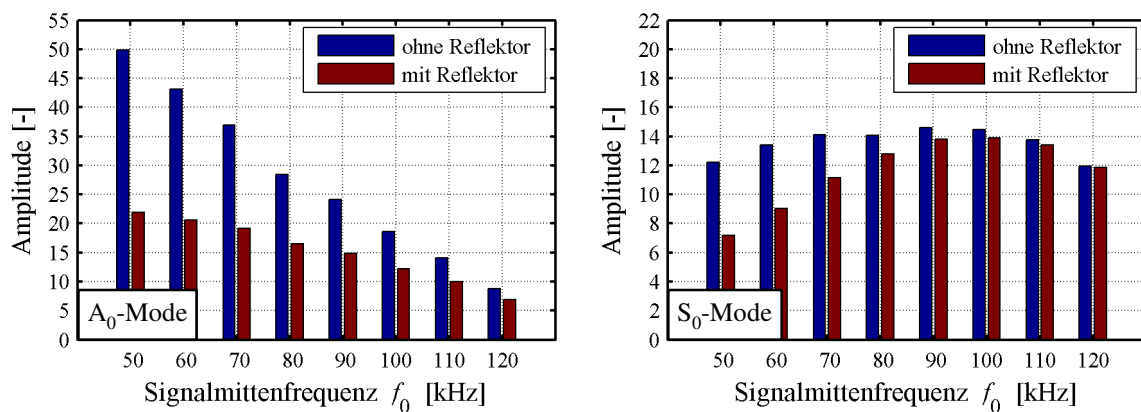


Abb. 11-3: absolute Maximalamplituden der Messungen mit und ohne Rippe

Die bereits in Kap. 2.3.3 geschilderte Eigenschaft des Hybrid-Verstärkers, dass bei größtmöglicher Anregung je Frequenz die elektrische Spannung am Aktuator bei zunehmender Frequenz absinkt, hat schwächere Wellen und damit kleinere Sensorsignale bei steigender Signalfrequenz zur Folge. Abb. 11-3 enthält diesen in Kap. 5.4.2 ausführlich beschriebenen Effekt.

Der Fokus der folgenden Signalauswertung liegt auf der Ermittlung der Anteile der Wellenenergie bzw. –amplitude, die unter der Rippe hindurchlaufen und vom PZT-Sensor erfasst werden (siehe auch Abb. 11-5), da diese die Reichweite des Gesamtverfahrens bestimmen. Abb. 11-4 baut auf Abb. 11-3 auf und enthält die auf den Strukturzustand

ohne Rippe bezogenen Maximalwerte der Messungen mit aufgeschweißter Rippe. Der aus der Stromsteuerung der Aktuatoren resultierende frequenzabhängige Einfluss auf die Aktuatorspannung ist somit nicht mehr von Interesse.

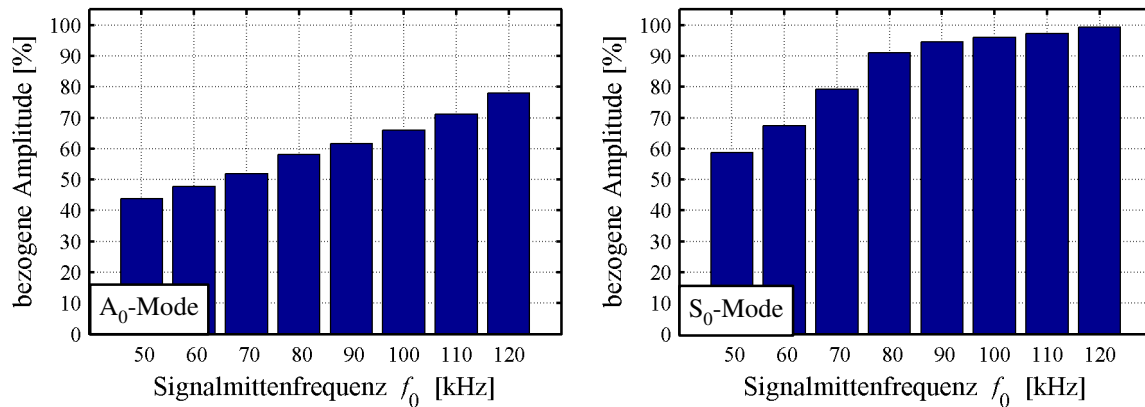


Abb. 11-4: Amplituden der Messungen mit Rippe auf die Messungen ohne Rippe bezogen

Aus Abb. 11-4 geht deutlich hervor, dass mit steigender Signalmittenfrequenz und folglich abnehmender Wellenlänge die Beeinflussung der durchlaufenden Wellen durch die aufgeschweißte Rippe bei beiden Moden abnimmt. Im Fall der S₀-Welle bei 120 kHz bleibt die Wellenausbreitung nahezu unbeeinflusst von der Rippe.

Weiterhin in Abb. 11-4 erkennbar und übereinstimmend mit den Ergebnissen der Versuche zur Detektion einer einseitig aufgeklebten Masse (siehe Kap. 8.3.2 und 10.2.1) ist, dass durch die einseitig aufgeschweißte Rippe die A₀-Wellen deutlich stärker als die S₀-Wellen reflektiert werden und somit weniger Energie den Reflektor passiert.

Abb. 11-5 visualisiert Ergebnisse einer FE-Simulation der S₀-Welle (gefensterter Wellenzug aus 3 Wellen, $f_0 = 60$ kHz) mit *Ansys*, bei der sich der in der Platte ausbreitende Wellenzug an einer fest angekoppelten Rippe anschaulich in drei Wellenanteile aufteilt: einen Wellenanteil, der reflektiert wird, in einen Wellenanteil, der durchläuft (und mit dem Sensor in den Versuchen erfasst wurde) und in eine neue Welle, die sich in der Rippe ausbreitet. Außer bei dem durchlaufenden Anteil handelt es sich bei den anderen Wellen nicht zwangsläufig wieder um S₀-Wellen. Vor allem bei der neu aufgetretenden, in die Rippe laufenden Welle entsteht ein neuer, asymmetrischer Wellentyp. Wie einleitend bereits erwähnt, sind zum umfassenden Verständnis dieser Zusammenhänge weitere detaillierte Untersuchungen erforderlich.

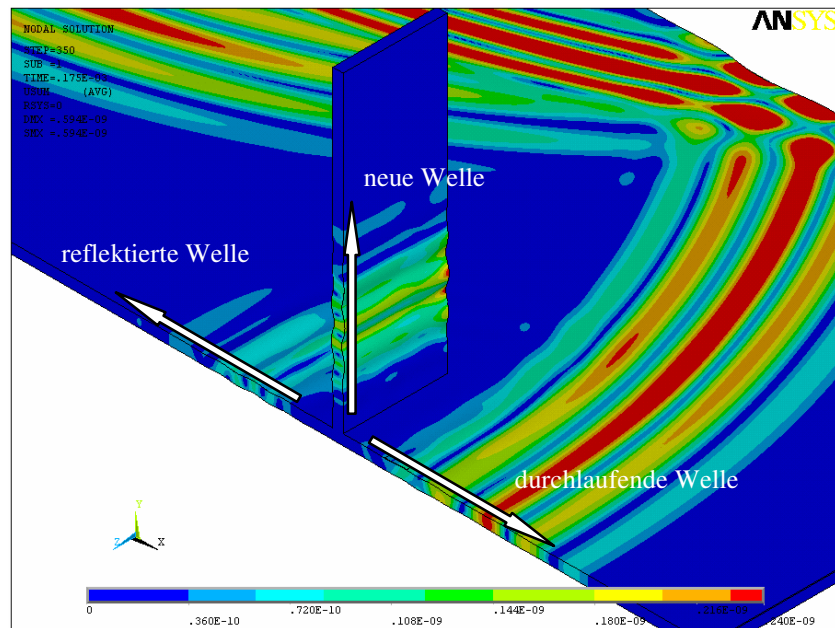


Abb. 11-5: Aufteilung des auf die Rippe treffenden Wellenzugs in einzelne Komponenten

11.2 Kombiniertes Beamforming mit aufgeschweißter Rippe

Zur Verdeutlichung der praktisch nicht vorhandenen Beeinflussung der S_0 -Welle bei $f_0 = 120$ kHz (siehe Abb. 11-4) wurden Versuche mit kombiniertem Aktuator/Sensor-Beamforming entsprechend der in Kapitel 10 erläuterten Vorgehensweise durchgeführt. Hierbei wurde der Sensorpiezo (dargestellt in Abb. 11-1) abgeschliffen und an seiner ehemaligen Position ein Loch mit dem Durchmesser 3,0 mm gebohrt, welches im Folgenden als Schaden 3 bezeichnet wird. Wie aus Abb. 11-6 hervorgeht, ist der Abstand des Schadens 3 zum Piezoarray praktisch identisch mit dem der Position des Schadens 1 (siehe Abb. 10-3). Dementsprechend ist mit einer ähnlich starken Reflexion zu rechnen.

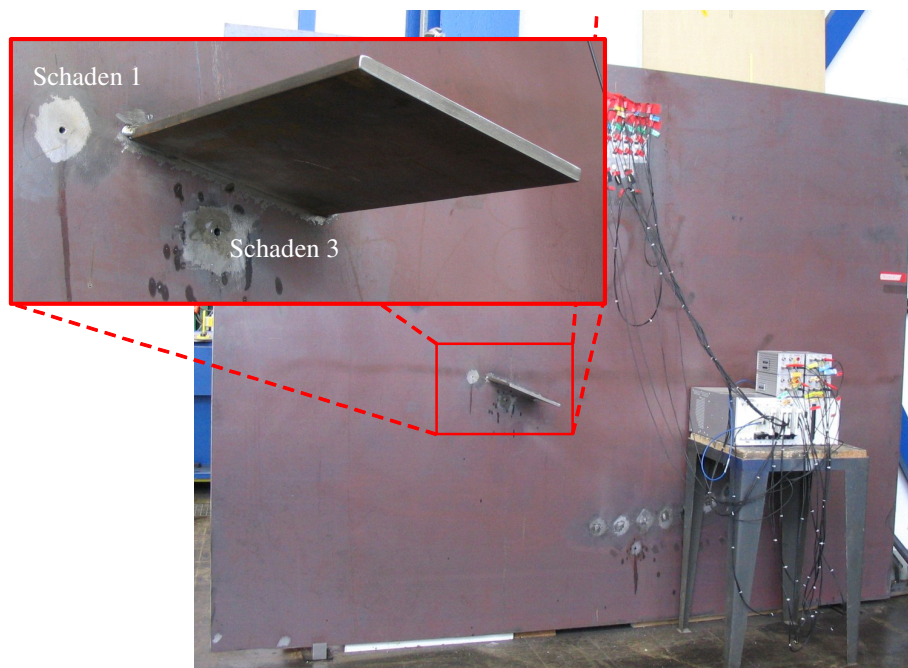


Abb. 11-6: Versuchskörper mit neuem und altem gebohrten Loch

Abb. 11-7 stellt zum Vergleich die jeweils besten Einzelauswertungen bei direkt auf die jeweilige Bohrung ausgerichteter Hauptstrahlungskeule des Aktuatorarrays dar. Die Auswertungsqualität ist in beiden omnidirektionalen B-Scans gleich gut, somit führt die aufgeschweißte Rippe, wie entsprechend den Ergebnissen des Kapitels 11.1 zu erwarten, bei der S_0 -Welle mit 120 kHz zu keiner Verschlechterung der Schadensdetektion. Folglich schränken aufgeschweißte Bauteile die Reichweite der Bauteilüberwachung bei diesen geometrischen Randbedingungen und dem gewählten Anregungssignal praktisch nicht ein.

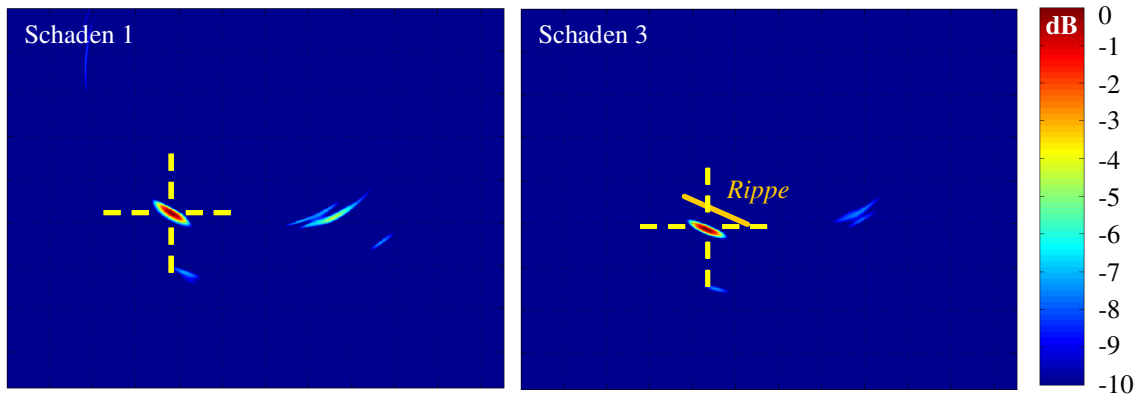


Abb. 11-7: Vergleich der Detektion der Schäden 1 und 3

Kapitel 12

Zusammenfassung und Ausblick

12.1 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Verfahren zur Schadensdetektion und –lokalisierung sowohl entwickelt als auch an Versuchskörpern angewendet, deren Grundprinzipien auf der Ausbreitung geführter Plattenwellen (Lamb-Wellen) beruhen, die durch simple runde Scheiben aus piezoelektrischer Keramik angeregt werden. Die Detektion der sich ausbreitenden Wellen erfolgt mit identischen PZT-Elementen. Die Funktionsweise der Einzelelemente wird lediglich durch deren elektrische Verschaltung bestimmt und deshalb ein beliebiger Funktionswechsel ermöglicht.

Die Lamb-Wellen sowie deren komplexe Eigenschaften wurden detailliert dargestellt. Verfahren zur Berücksichtigung störender Eigenarten der Lamb-Moden, ungenauer Messtechnik oder unvermeidbarer Umwelteinflüsse wurden in Hinblick auf das Entwicklungsziel eines weitgehend automatisierten SHM-Systems auf Basis von PZT-Elementen entwickelt und validiert. Beispielsweise wird über die erweiterte Dispersionskompensation das Zerlaufen der Lamb-Wellen kompensiert (Kap. 7.5). Die Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Geschwindigkeit der Lamb-Wellen erfolgt über die Temperaturkompensation (Kap. 7.6) und die Toleranz gegenüber messtechnischen Ungenauigkeiten wird durch die adaptive Phasenkorrektur (Kap. 7.4) erhöht.

Die Anwendung dieser Signalverarbeitungsmethoden auf gemessene Zeitsignale führt zu Datensätzen, die für weitere Auswertungsmethoden zur präzisen Positionsbestimmung einer Schadstelle die Grundlage bilden. Im Rahmen dieser Dissertation wurde hauptsächlich Schadenserkennungen auf Basis richtungsabhängiger Phasen- bzw. Wegversätze der Einzelsignale erfolgreich durchgeführt. Diese Vorgehensweise wird auch als Beamforming oder als Phased-Array-Prinzip bezeichnet. Eine weitere Entwicklungsstufe zur Verbesserung des Gesamtverfahrens erfolgte durch Anwendung der Beamforming Prinzipien auch auf die Wellenanregung mit mehreren, zeitlich aufeinander abgestimmten Aktuatoren. Hierdurch wurde einerseits der zu überwachende Bereich der Struktur deutlich vergrößert und andererseits eine gezielte, gerichtete Wellenabsstrahlung ermög-

licht. Beide Auswirkungen zusammen führen zu einer signifikanten Steigerung der Gesamtsensitivität der Schadenserkennung mit Lamb-Wellen.

12.2 Ausblick

Aufbauend auf dem in dieser Dissertation beschriebenen Entwicklungsstand des Gesamtsystems und –verfahrens bieten sich vielfältige Erweiterungen auf Basis der piezoinduzierten Lamb-Wellen zur direkten Anwendung am Bauwerk. Im Fokus sollte hierbei vor allem die Erweiterung des Anwendungsgebiets, der Einsatz am realen Bauwerk unter natürlichen Umwelteinflüssen stehen.

Insbesondere der im Rahmen dieser Arbeit kurz angerissene Aspekt unterschiedlicher geometrischer Eigenarten realer Bauwerke bietet interessante Perspektiven für weitere Forschungen. Genannt seien hier beispielhaft Konstruktionen mit verschiedenartigen Schweißnähten, Dickensprüngen im Blech, unterschiedlichen Biegeradien der Bleche und das Auftreten unterschiedlichster Reflektoren sowie auch die Anwendung der Plattenwellen auf längliche Strukturen wie z.B. Stegbleche von langen Stahlträgern. Ebenso sollte die Betrachtung unterschiedlicher Schadensarten als Ergänzung zu den bisher untersuchten aufgeklebten Massen und gebohrten Löchern Bestandteil weiterer Untersuchungen in diesem Bereich sein. Von besonderem Interesse sind Ermüdungsrisse, deren Längenzuwachs durch entsprechende zyklische Beanspruchung weiter vorangetrieben werden kann und bei denen die Risszunahme im Idealfall quantitativ mit piezobasierten Methoden erfasst wird.

Theoretische Arbeiten bieten sich im Zusammenhang mit der Nutzung höherer Wellenmoden an, so dass eine Schadensdetektion nicht wie bisher ausschließlich auf Basis der beiden fundamentalen Lamb-Moden erfolgen muss. Bei dieser Erweiterung ist jedoch zu beachten, dass höhere Moden erst bei sog. kritischen Frequenzen (in Abhängigkeit der Blechdicke, siehe Kapitel 4) auftreten können, die eine entsprechend leistungsfähige Anregung voraussetzen. Ist diese Randbedingung erfüllt, bieten vor allem Methoden der Ergebniskombination wie z.B. die ImageFusion (siehe Kap. 8.4) ein großes Potential hinsichtlich der Optimierung der Schadenserkennung.

Bei den bisher durchgeführten Versuchen wurde stets von einem Ort aus gesendet und empfangen, d.h. ausschließlich die zum Anregungsort zurücklaufenden Wellen infolge Reflexion an einer Störstelle wurden untersucht, unabhängig davon, ob Beamforming nur auf der Sensorseite oder Beamforming-Methoden gleichzeitig auf der Sensor- und auf der Aktuatorseite eingesetzt wurden. Man kann erwarten, dass sich die Ergebnisse der Schadensortung deutlich verbessern lassen, wenn bei Nutzung des Aktuator-Beamformings nicht nur die zum Sendeort rückreflektierten Signale verwendet, sondern zusätzlich die in Richtung anderer Arrays laufenden Wellenanteile sowie abgeschwächte Wellen auf direktem Ausbreitungs-Empfangsweg als Information genutzt werden. Hierzu sind mehrere Piezoarrays über den zu untersuchenden Bereich, z.B. am Rand der Struktur, zu verteilen, siehe Abb. 12-1.

Einsetzbar sind diese Arrays wechselweise im Aktuator- oder Sensor-Betrieb durch Verwendung einer entsprechenden Schaltmatrix. Abb. 12-1 skizziert die Grundidee dieses Verfahrens. Das Aktuatorarray sendet in Richtung des Schadens, alle weiteren Arrays (hier lediglich drei als aktiv dargestellt) agieren als Sensoren, wobei mittels Beamforming der Sensorsignale gezielte Richtungen betrachtet werden können.

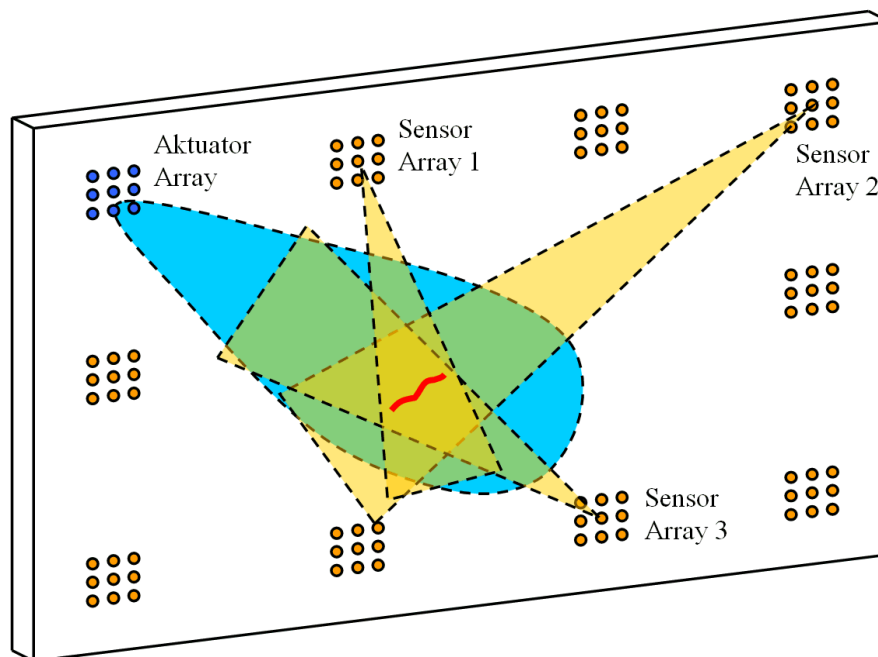


Abb. 12-1: Nutzung mehrerer Piezoarrays

Für die betrachteten flächigen Konstruktionen bietet sich neben den unterschiedlichen Beamformingansätzen auch eine Schadensdetektion mit rasterartig applizierten Einzelpiezos an, die deutlich weniger Platz am jeweiligen Applikationsort als die relativ großflächigen PZT-Arrays benötigen. Die Auswertung der Sensorsignale kann dabei auf Grundlage der Wellenreflexionen sowie der Wellenabschwächungen auf den direkten Signallaufstrecken zwischen den einzelnen Piezoelementen basieren. Erste Grundlagenversuche hierzu erfolgten bereits, Abb. 12-2 stellt den Versuchskörper während der Applikation der Einzelpiezos dar. Ähnliche Prinzipien und Sensoren werden bei Verbundwerkstoffen im Flugzeugbau (dort allerdings direkt im Verbundquerschnitt einlaminieren) zur Detektion von Delaminationen untersucht und teilweise bereits in reale Bauteilen wie Flügel oder Leitwerke integriert [FRAN2006, POHL2003]. Insbesondere bei komplexen Abmessungen der zu überwachenden Struktur oder bei der Notwendigkeit, Bereiche hinter Reflektoren überwachen zu müssen, sollte dieses Verfahren wie die bereits erläuterte Methode mit mehreren Piezoarrays bei geschickter Piezo- bzw. Array-Anordnung eine zuverlässige Schadenserkennung ermöglichen.

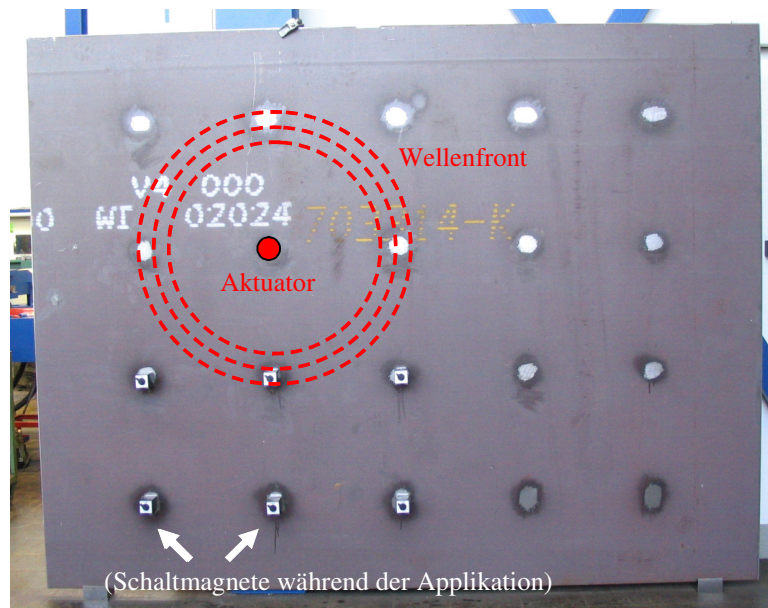


Abb. 12-2: Versuchskörper mit rasterartig applizierten Einzelpiezozs

Übergeordnetes Ziel aller weiteren Arbeiten dieses Projekts ist der konsequente Schritt vom Labor zum realen Bauwerk unter Betriebsbeanspruchung mit Berücksichtigung unvermeidbarer Umwelteinflüsse. Als ideales Anwendungsgebiet der bisher entwickelten Beamforming-Verfahren und noch zu entwickelnden weiteren Methoden bieten sich große, flächige Strukturen wie beispielsweise Tankanlagen oder Silos an, deren Überwachung mit klassischen Prüfverfahren arbeits-, zeit- und dadurch kostenintensiv ist. Bei Bauwerken dieser Art kann das im Rahmen der vorliegenden Dissertation entwickelte SHM-Verfahren seine Stärken beweisen.

Literaturverzeichnis

- [ACEL2008] Acellent Technologies Inc., Kalifornien USA, diverse Herstellerinformationen unter <http://www.acellent.com>
- [ACHE1975] J. D. Achenbach. *Wave Propagation in Elastic Solids*. Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam 1975
- [ACOU2008] Homepage der Fa. „Acoustic Control Systems Ltd.“, Moskau Russland, <http://www.acsys.ru> und <http://www.acsys.biz> (Stand 14.03.08)
- [ACX1997] Active Control eXperts. *Quicknote: Attaching the Quickpack Transducer to a Structure with Epoxy*. Techn. Datenblatt Active Control eXpert Inc., USA 1997
- [ALLE1992] D.N. Alleyne, P. Cawley. *The Interaction of Lamb Waves with defects*. IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, Volume 39, Issue 3, May 1992 Seiten 381 - 397
- [ALLE2000] D.N. Alleyne, B. Pavlakovic, M.J.S. Lowe, P. Cawley. *Rapid Long Range Inspection of Chemical Plant Pipework Using Guided Waves*. Konferenzbeitrag WCNDT2000, 15th World Conference on NDT, 15.-21.Okt.2000, Rom Italien
- [ANSY2007] Ansys Inc. *Release 11.0 Documentation for ANSYS*. Dokumentation zu Ansys 11, 2007
- [ARM12006] T. Armitt. *Phased arrays - Not the answer to every application*. Konferenzbeitrag „We.3.1.3“ Konferenz ECNDT2006 Berlin 25.-29. Sept. 2006, Download unter <http://www.ndt.net>
- [ARNO2007] W. Arnold, M. Kröning, F. Walte. *Imaging in Non-Destructive Testing*. Konferenzbeitrag International Workshop on Imaging NDE – 2007, 25-28 April 2007, Kalpakkam Indien, Download unter <http://www.ndt.net>
- [BARB2007] O.A. Barbian et al. *Kombinierte Wanddickenmessung und Rissprüfung einer Gaspipeline mit einem Ultraschallmolch*. Berichtsband der DGZfP-Jahretagung 2007, Vortrag 64, 14.-16.Mai 2007, Fürth
- [BARU2006] S. Barut. *Use of Piezoelectric Films for NDT Application*. Konferenzbeitrag „We.2.1.3“ Konferenz ECNDT2006 Berlin 25.-29. Sept. 2006, Download unter <http://www.ndt.net>

- [BEAD2005] B.M. Beadle, S. Hurlebaus, L.J. Jacobs, L. Gaul. *Detection and Localization of Small Notches in Plates Using Lamb Waves*. Proceedings of the IMAC-XXIII, 2005, Beitrag Nr. 96
- [BERG1954] L. Bergmann. *Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik*. 6.Auflage. Hirzel Verlag, Stuttgart. 1954
- [BERK1996] M. Berke. *Zerstörungsfreie Werkstoffprüfung mit Ultraschall. Einführung in die Grundlagen*. Krautkrämer GmbH & Co., Hürth 1996
- [BIRD2005] C. Bird. *Introduction to Phased Array Ultrasonic Technology Applications*. R/D Tech Corporation Inc. 2005
- [BOLL2001] C. Boller. *Materials Mechanics – The Basis of Advanced Technology for Ageing Aircraft*. Mat.-wiss. u. Werkstofftech. 32 (2001), S. 388-397, Wiley-VCH Verlag GmbH
- [BÖTT1970] W. Böttcher. Über die Möglichkeit der Simultananregung mehrerer Lamb-Wellenmoden in Platten bis 10 mm Dicke und den Einfluß dieser Erregungsart auf die Fehlererkennbarkeit. Dissertation, Fakultät E-Technik RWTH Aachen, Juni 1970
- [CAWL2003] P. Cawley, D. Alleyne. *Practical Long Range Guided Wave Inspection – Managing Complexity*. Proceedings 2nd MENDT 2003, 8.-10. Dezember 2003, Jubail Industrial City
- [CAWL2003B] P. Cawley, M.J.S. Lowe, P.D. Wilcox. *An EMAT Array for the Rapid Inspection of Large Structures using Guided Waves*. Proceedings 2nd MENDT 2003, 8.-10. Dezember 2003, Jubail Industrial City
- [CAWL2004] P. Cawley, P. Wilcox, D.N. Alleyne, B. Pavlakovic, M. Evans, K. Vine, M.J.S. Lowe. *Long Range Inspection of Rail using Guided Waves – Field Experience*. Konferenzbeitrag 16th World Conference on NDT, 30.08.-03.09.2004, Montreal Canada
- [CAWL2004B] P. Cawley, D.N. Alleyne, B. Pavlakovic, M.J.S. Lowe. *The Use of Guided Waves for Rapid Screening of Pipework*. Proceedings of 16th WCNDT 2004 - World Conference on NDT, 30.08.-03.09.2004, Montreal, Canada
- [CERA2004] CeramTec AG. *Hochleistungskeramik. Perspektiven im Automobilbau*. Firmenprospekt der CeramTec AG, 2004
- [CERA2004B] CeramTec AG. *Piezoelektrische Bauteile*. Firmenprospekt der CeramTec AG, 2004
- [CHAN2007] F.-K. Chang. *Structural Health Monitoring 2007, Quantification, Validation and Implementation*. Proceedings of the 6th International Workshop on Structural Health Monitoring, 11.-13. Sept.2007, Stanford USA, DEStech Publications

- [CRAW1987] E.F. Crawley, J. de Luis. *Use of piezoelectric actuators as elements of intelligent structures*. AIAA Journal Vol. 25 (1987), No.10, Seiten1373-1385
- [CRAW1990] E.F. Crawley, E.H. Anderson. *Detailed Models of Piezoceramic Actuation of Beams*. Journal of Intelligent Material Systems and Structures, Vol. 1 (1990), No. 1, Seiten 4-25
- [DAVI2006] J. Davies et al., *Review of synthetically focussed guided wave imaging techniques with application to defect sizing*. Konferenzbeitrag „Tu.4.1.3“ Konferenz ECNDT2006 Berlin 25.-29. Sept. 2006
- [DIED2007] R. Diederichs. *Nondestructive Testing (NDT)*. Nondestructive Testing Encyclopedia, Online-Artikel (Stand 03.07.2007), unter <http://www.ndt.net>
- [DIN2002] DIN EN 50324-1 bis -3. *Piezoelektrische Eigenschaften von keramischen Werkstoffen und Komponenten. Teil 1: Begriffe, Teil 2: Messverfahren Kleinsignal, Teil 3: Messverfahren Großsignal*. Deutsche Fassung Dezember 2002
- [DEMM2005] A. Demma, D. Alleyne, B. Pavlakovic. *Testing of Buried Pipelines Using Guided Waves*. Konferenzbeitrag 3rd MENDT – Middle East Nondestructive Testing Conference & Exhibition, 27.-30.Nov.2005, Bahrain
- [DINK2008] D. Dinkler, U. Kowalsky, K. Schuster. *Damage Detection with Piezoceramic Actuators in Thin Steel Structures*. Mechanics of Advanced Materials and Structures Vol.15, Taylor&Francis 2008
- [DÖRL2004] C. Dörlemann, P. Muß, M. Schugt, R. Uhlénbrock. *Improved active vibration control using the linear properties of piezoelectric actuators*. Konferenzbeitrag 9th International Conference on New Actuators, 14.-16. Juni 2004, Bremen
- [EHLE2002] U.-C. Ehlert, P. Wierach. *Adaptronik – auf dem Weg zu intelligenten Werkstoffen*. Carolo-Wilhelmina, Forschungsmagazin der Technischen Universität Braunschweig, Heft 1/2002
- [FRAN2006] B. Frankenstein, D. Hentschel, F. Schubert. *Monitoring Network for SHM in Avionic Applications*. Konferenzbeitrag „Th.1.7.3“ Konferenz ECNDT2006 Berlin 25.-29. Sept. 2006, Download unter <http://www.ndt.net>
- [FROM1999] P. Fromme, M.B. Sayir. *Experimental detection of cracks at rivets using structural wave propagation*. Konferenzbeitrag NDTISS'99, Intern. Symp. on NDT Contribution to the Infrastructure Safety Systems, 22.-26.11.1999, Torres Brasilien
- [FROM2002] P. Fromme, M.B. Sayir. *Measurement of the scattering of a Lamb wave by a through hole in a plate*. The Journal of the Acoustical Society of America 111 (2002) No.3, Seiten 1165-1170

- [FROM2006] P. Fromme, P.D. Wilcox, M.J.S. Lowe, P. Cawley. *On the Development and Testing of a Guided Ultrasonic Wave Array for Structural Integrity Monitoring*. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol.53 (2006) No.4 Seiten 777-785
- [GFAI2008] gfai tech GmbH. *Listening with your eyes, acoustic camera. Applications and system Overview*. Firmeninformationen, Download unter <http://www.akustische-kamera.de>, Stand 12.05.2008
- [GIUR2005] V. Giurgiutiu, A. Zagrai. *Damage Detection in Thin Plates and Aerospace Structures with the Electro-Mechanical Impedance Method*. Structural Health Monitoring 2005 Heft 4 Seite 99-118, Sage Publications 2005
- [GIUR2005B] V. Giurgiutiu. *Tuned Lamb Wave Excitation and Detection with Piezoelectric Wafer Active Sensors for Structural Health Monitoring*. Journal of Intelligent Material Systems and Structures, Vol.16 – April 2005, Seiten 291-305
- [GRAF1991] K. F. Graff. *Wave Motion in Elastic Solids*. Korrigierter Nachdruck Dover Publications Inc. New York 1991, Originalveröffentlichung Oxford University Press London 1975
- [GÜEM2006] A. Güemes. *Structural Health Monitoring 2006*. Proceedings of the Third European Workshop on Structural Health Monitoring, 5.-7. Juli 2006, Granada Spanien, DEStech Publications
- [GUID2008] Homepage der Fa. „Guided Ultrasonics Ltd.“, Nottingham England, <http://www.guided-ultrasonics.com> (Stand 14.03.08)
- [GURV2006] A.K. Gurvich, A. Samokrutov, V.G. Shevaldykin. *Guided Wave Ultrasonic Flaw Detection in Rails. Applikation Experience*. Konferenzbeitrag „We.4.5.4“ Konferenz ECNDT2006 Berlin 25.-29. Sept. 2006, Download unter <http://www.ndt.net>
- [HABE2006] G. Habenicht. *Kleben. Grundlagen, Technologien, Anwendungen*. 5. erweiterte und aktualisierte Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg
- [HARK1999] W. Harkins. *Ultrasonic Testing of Aerospace Materials*. NASA preferred Reliability Practices, Practice No. PT-TE-1422, 1999
- [HESS1983] N. Hesselmann. *Digitale Signalverarbeitung. Rechnergestützte Erfassung, Analyse und Weiterverarbeitung analoger Signale*. Vogel-Buchverlag Würzburg, 1. Aufl. 1983
- [HEYM1983] J.S. Heyman, S.G. Allison, K. Salama. *Influence of carbon content on higher-order ultrasonic properties in steels*. IEEE Ultrasonics Symposium 1983, Seite 991-994
- [HILL2006] W. Hillger, U. Pfeiffer. *Structural Health Monitoring using Lamb waves*. Konferenzbeitrag „Th.1.7.2“ Konferenz ECNDT2006 Berlin 25.-29. Sept. 2006

- [IKED1990] T. Ikeda. *Fundamentals of Piezoelectricity*. Oxford University Press, 1990
- [JANO1992] H. Janocha. *Aktoren. Grundlagen und Anwendungen*. Springer Verlag Berlin Heidelberg 1992
- [KÖHL2004] B. Köhler, F. Schubert, M. Kehlenbach, R. Bilgram. *Geführte Wellen in Plattenstrukturen und deren Wechselwirkung mit Strukturelementen und Defekten*. DGZfP Jahrestagung 2004 Berichtsband, 17.-19. Mai 2004 Salzburg Österreich
- [KÖHL2006] B. Köhler, J.L. Blackshire. *Laser Vibrometric Study of Plate Waves For Structural Health Monitoring (SHM)*. Review of Quantitative Nondestructive Evaluation Vol.25 (2006), Seiten 1672-1679
- [KONS2006] G. Konstantinidis, B.W. Drinkwater, P.D. Wilcox. *The temperature stability of guided wave structural health monitoring systems*. Smart Materials and Structures 15 (2006), Seiten 967-976
- [KRAU1986] J. Krautkrämer, H. Krautkrämer. *Werkstoffprüfung mit Ultraschall*. 5.Auflage, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1986
- [KUDE2007] P. Kudela, A. Zak, M. Krawczuk, W. Ostachowicz. *Modelling of wave propagation in composite plates using the time domain spectral element method*. Journal of Sound and Vibration Volume 302, Ausgabe 4-5, Mai 2007
- [LAMB1917] H. Lamb. *On Waves in an Elastic Plate*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Volume 93, Issue 648, London 1917
- [LEE2003] B.C. Lee, W.J. Staszewski. *Modelling of Lamb waves for damage detection in metallic structures: Part II. Wave Interactions with Damage*. Smart Materials and Structures 12 (2003) Seiten 815-824, IOP Publishing Limited
- [LEE2003B] B.C. Lee, W.J. Staszewski. *Modelling of Lamb waves for damage detection in metallic structures: Part I. Wave propagation*. Smart Materials and Structures 12 (2003) Seiten 804-814, IOP Publishing Limited
- [LEON2005] W. H. Leong, W. J. Staszewski, B. C. Lee, F. Scarpa. *Structural health Monitoring using scanning laser vibrometry: III. Lamb waves for Fatigue Crack Detection*. Smart Materials and Structures 14 (2005) Seiten 1387-1395, IOP Publishing Limited
- [LIN2006] B. Lin, V. Giurgiutiu. *Modeling and testing of PZT and PVDF piezoelectric wafer active sensors*. Smart Materials and Structures 15 (2006) 1085-1093, IOP Publishing Ltd.
- [LOCT2006] Loctite Deutschland GmbH. *Technisches Datenblatt Hysol 9466TM*. Herstellerinformation, Stand Februar 2006
- [LU2005] Y. Lu, J.E. Michaels. *A methodology for structural health monitoring with diffuse ultrasonic waves in the presence of temperature variations*. Ultrasonics 43 (2005), Seiten 717-731

- [MALL2004] L. Mallet, B.C. Lee, W.J. Staszewski, F. Scarpa. *Structural health Monitoring using scanning laser vibrometry: II. Lamb waves for damage Detection*. Smart Materials and Structures 13 (2004), Seiten 261-269
- [MART2006] G. Martin, J. Dimopoulos. *Acoustic Emission Monitoring as a Tool in Risk Based Assessments*. Proceedings of the 12th Asia-Pacific Conference on NDT, 5.-10. Nov. 2006, Auckland Neuseeland
- [MATT2007] H.M. Matt, F.L. di Scalea. *Macro-fiber composite piezoelectric rosettes for acoustic source location in complex structures*. Smart Materials and Structures 16 (2007), Seiten 1489-1499
- [MAZE2006] L. Mazeika, R. Kazys, R. Raisutis, A. Demcenko, R. Sliteris. *Long-Range Ultrasonic Non-destructive Testing of Fuel Tanks*. Konferenzbeitrag „Fr.2.2.4“ Konferenz ECNDT2006 Berlin 25.-29. Sept. 2006, Download unter <http://www.ndt.net>
- [MCGR2004] J. McGregor, B. Nooteboom, N. Ivory. *The application of long range guided ultrasonics for the inspection of riser pipes*. Proceedings of 16th WCNDT 2004 - World Conference on NDT, 30.08.-03.09.2004, Montreal, Kanada
- [MICH2006] J.E. Michaels, T.E. Michaels. *Multi-mode and multi-frequency differential lamb wave imaging with in situ sparse transducer arrays*. Konferenzbeitrag „Tu.1.3.3“ Konferenz ECNDT2006 Berlin 25.-29. Sept. 2006
- [MOSE1999] F. Moser, L.J. Jacobs, J. Qu. *Modelling elastic wave propagation in waveguides with the finite element method*. NDT&E International 32 (1999), Seiten 225-234
- [NAGE2006] C. Nageswaran, C.R. Bird, R. Takahashi. *Phased array scanning of artificial and impact damage in carbon fibre reinforced plastic (CFRP)*. Insight Vol. 48 (2006) No. 3, Seiten 155-159, Journal of the British Institute of NDT
- [NATI2004] National Instruments Corporation. *LabVIEW Analysis Concepts*, March 2004 Edition, über <http://www.ni.com>
- [NELL2006] T. Nelligan. *Einführung in das Prüfen mit Ultraschall*. Tutorial der Firma „Olympus NDT“, Download unter <http://www.olympusndt.com>
- [OLYM2007] Olympus NDT. *Phased Array Ultrasonic Probe Catalog*. Firmenbroschüre der Fa. „Olympus NDT“, Download unter <http://www.olympusndt.com>
- [OPPE1999] A.V. Oppenheim, R.W. Schaffer. *Zeitdiskrete Signalverarbeitung*. 3rd edition, R. Oldenbourg Verlag Muenchen Wien 1999
- [OSTA2007] W. Ostachowicz, P. Kudela. *Experimental Verification of the Lamb-Wave Based Damage Detection Algorithm*. Proceedings of the 6th International Workshop on Structural Health Monitoring, 11.-13. September 2007, Stanford USA

- [PIC2005] Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG. *Piezokeramische Materialien und Bauelemente*, Katalog der PI GmbH, 2005
- [PIC2006] Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG. *Piezo Ceramic Actuators and Custom Subassemblies*, Katalog der PI GmbH, 2006
- [PIC2008] Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG. *DuraActTM – Piezoelektrische Flächenwandler für Industrie und Forschung*. Katalog der PI GmbH, 2008
- [PIEZ2004] Piezomechanik Dr. Lutz Pickelmann GmbH. *Electronic Supplies for Piezomechanics*. Produktkatalog der Piezomechanik GmbH. Stand Oktober 2004
- [PLAN2006] Plant Integrity Ltd. *Revolutionary new mini-tool hits the LRUT marketplace*. Herstellerdatenblatt Stand März 2006, Download unter <http://www.plantintegrity.com>
- [POHL2003] J. Pohl. *Zerstörungsfreie Charakterisierung adaptiver CFK-Piezokeramik-Verbunde*. ZfP-Zeitung 87, Dezember 2003, Seiten 37-42, Download über <http://www.dgzfp.de>
- [POLY2008] Polytec GmbH. *Möglichkeiten der Vibrometrie*. Herstellerinformationen der Fa. Polytec. Download unter <http://www.polytec.com> (Stand 14.04.2008)
- [RAU2006] E. Rau, E. Grauvogl, H. Manzke P. Cyr. *Ultrasonic Phased Array Testing of Complex Aircraft Structures*. Konferenzbeitrag „Tu.1.1.2“ Konferenz ECNDT2006 Berlin 25.-29. Sept. 2006, Download unter <http://www.ndt.net>
- [REIN2007] H.-W. Reinhardt et al. *Zerstörungsfreie Werkstoffprüfung*. Betonkalender 2007, Verlag Ernst und Sohn
- [RICH1973] F. Richter. *Die wichtigsten physikalischen Eigenschaften von 52 Eisenwerkstoffen*. Stahleisen- Sonderberichte Heft 8, Mitteilungen aus dem Forschungsinstitut der Mannesmann AG, Verlag Stahleisen m.b.H., Düsseldorf 1973
- [ROAC2006] D. Roach, P. Walkington. *Use of focussed Pulse-Echo Ultrasonics for Nondestructive Inspection of thick Carbon-Carbon Structures*. Proceedings ECNDT 2006, 25.-29.09.06 Berlin
- [ROYE2000] D. Royer, E. Dieulesaint. *Elastic Waves in Solids I, Free and Guided Propagation*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2000
- [RUSC1995] K. Ruschmeyer. *Piezokeramik. Grundlagen, Werkstoffe, Applikationen*. expert-Verlag Renningen-Malmsheim, 1995
- [SALA1980] K. Salama, C.K. Ling. *The effect of stress on the temperature dependence of ultrasonic velocity*. Journal of Applied Physics Nr.51, März 1980

- [SALZ2003] H. Salzburger; G. Hübschen. *Fehlerprüfung und Schabungskontrolle von Stumpfschweißnähten an Feinblechen und dünnwandigen Rohren - Erprobte Ultraschalltechniken mittels SH-Plattenwellen und EMUS-Prüfköpfen*.
Berichtsband der DGZfP-Jahrestagung 2003, 26.-28. Mai 2003, Mainz
- [SARG2006] J.P. Sargent. *Corrosion detection in welds and heat affected zones using ultrasonic Lamb waves*. Insight Vol 48 No 3 März 2006, Seiten 160-167
- [SCHA1994] H. Schaumburg. *Keramik*. Verlag B. G. Teubner Stuttgart 1994
- [SCHA2004] G. Schauritsch, P. Tscheliesnig. *Schallemissionsprüfung bei der wiederkehrenden Untersuchung an Flüssiggasbehältern in Österreich*. DACH-Jahrestagung 2004 ZfP in Forschung Entwicklung und Anwendung, 2004, Salzburg Österreich
- [SCHM2004] A. Schmidt. *Piezokeramik – Hochleistungsstellglieder*. Tagungsband Seminar Technische Keramik in der Praxis 2004, Informationszentrum Technische Keramik (IZTK)
- [SCHN2006] E. Schneider, R. Herzer. *Ultraschall-System zur Online Bestimmung der Schraubenvorspannkraft und zur Schraubersteuerung*. ZfP-Zeitung 100, Juni 2006, Seiten 40-46, Download unter <http://www.dgzfp.de>
- [SCHO1950] A. Schoch. *Schallreflexion, Schallbrechung und Schallbeugung*. Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften. Buchreihe „Springer Tracts in Modern Physics“, Volume 23. Springer-Verlag Berlin / Heidelberg 1950
- [SCHU2003] M. Schugt. *Piezo forte. Neue Verstärkerkonzepte für Hochleistungs-Piezoaktoren*. Mechatronik F&M Jahrg. 111 (2003) Heft 5, Carl Hanser Verlag München, 2003
- [SCHU2007] F. Schuberth, B. Frankenstein et al. *Structural Health Monitoring of Industrial Piping Systems Based on Guided Elastic Waves*. Berichtsband der DGZfP-Jahrestagung 2007, Vortrag 32, 14.-16.Mai 2007, Fürth
- [SEEL2005] C. Seeley. *Harsh Environment MFC Development and Application*.
Proceedings of the First International Symposium on Macro Fiber Composite Applications. 27.-28. Sept. 2005, Dresden
- [SEGG1990] D. H. von Seggern. *CRC handbook of mathematical curves and surfaces*.
CRC Press Inc., 1990
- [SEX1992] R.U. Sexl, H.K. Urbantke. *Relativität, Gruppen, Teilchen*. 3.Auflage,
Springer-Verlag Wien 1992
- [SMAR2004] Smart Material GmbH. *Macro Fiber Composites*. Datenblatt der Smart Material GmbH Dresden, Stand 2004
- [SOLO2005] I. Solodov, K. Pfeleiderer, G. Busse. *Laser vibrometry of air-coupled Lamb waves, a novel methodology for non-contact materials characterisation*. MP Materialprüfung 47 (2005) Nr.3, Seiten 123-128

- [SOND2006] TU Braunschweig SFB 477. *Sonderforschungsbereich 477, Sicherstellung der Nutzungsfähigkeit von Bauwerken mit Hilfe innovativer Bauwerksüberwachung, Berichtskolloquium 2006*. Kolloquium 8.-9. Juni 2006, Braunschweig
- [STAS2004] W. J. Staszewski, B. C. Lee, L. Mallet, F. Scarpa. *Structural health Monitoring using scanning laser vibrometry: I. Lamb wave sensing*. Smart Materials and Structures 13 (2004) Seiten 251-260, IOP Publishing Limited
- [STEL2000] U. Stelzmann, C. Groth, G. Müller. *FEM für Praktiker – Band 2: Struktur-dynamik*. expert-verlag 2000
- [STIN2005] P. Stingl. *Keramik im Automobil – Vision oder Wirklichkeit. Versuch einer Bestandsaufnahme*. Tagungsband Seminar Technische Keramik in der Praxis 2005, Informationszentrum Technische Keramik (IZTK)
- [SU2004] Z. Su, L. Ye. *Fundamental Lamb Mode-based Delamination Detection for CF/EP Composite Laminates Using Distributed Piezoelectrics*. Structural Health Monitoring Vol. 3 (2004) No.1 Seiten 43-68, Sage Publications
- [THIE2007] A.B. Thien, G. Park, C.R. Farrar. *Health Monitoring of Pipeline Systems using Macro-fiber Composite Active-Sensors*. International Journal of Steel Structures, March 2007 Volume 7, Number 1
- [TICH1980] J. Tichý, G. Gautschi. *Piezoelektrische Messtechnik: physikalische Grundlagen, Kraft-, Druck- und Beschleunigungsaufnehmer, Verstärker*. Springer Verlag Berlin Heidelberg 1980
- [VALL2001] H. Vallen. *Schallemissionsprüfung: Grundlagen – Gerätetechnik – Anwendungen*. DGZfP-Jahrestagung 2001 Berichtsband 75 CD, 21.-23. Mai 2001, Berlin
- [VELI2006] A. Velichko, P. Wilcox. *Guided Wave Arrays for High Resolution Inspection*. Konferenzbeitrag „Tu.1.3.2“ Konferenz ECNDT2006 Berlin 25.-29. Sept. 2006, Download unter <http://www.ndt.net>
- [VENK2006] K.S. Venkataraman, K.S. Vivekanand. *Long Range Guided Wave Testing – A Novel Tool for Rapid Screening of Piping for Corrosion*. Proceedings National Seminar on Non-Destructive Evaluation, 7.-9. Dez.2006, Indien
- [VIKT1967] I.A. Viktorov. *Rayleigh and Lamb Waves*. Plenum Press, New York 1967
- [VOGT2006] T. Vogt, D. Alleyne, B. Pavlakovic. *Application of Guided Wave Technology to Tube Testing*. Konferenzbeitrag „Th.3.1.5“ Konferenz ECNDT2006 Berlin 25.-29. Sept. 2006, Download unter <http://www.ndt.net>
- [WILC2000] P. Wilcox, M. Lowe, P. Cawley. *Lamb and SH Wave Transducer Arrays for the Inspection of Large Areas of Thick Plates*. Konferenzbeitrag WCNDT2000, 15th World Conference on NDT, 15.-21. Okt.2000, Rom Italien

- [WILC2001] P.D. Wilcox, M.J.S. Lowe, P. Cawley. *A Signal Processing Technique to Remove the Effect of Dispersion from Guided Wave Signals*. Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation Vol. 20 (2001)
- [WILC2003] P.D. Wilcox. *A Rapid Signal Processing Technique to remove the effect of Dispersion from guided wave signal*. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol.50 (2003) No.4, Seiten 419-427
- [WILC2003B] P.D. Wilcox. *Omni-Directional Guided Wave Transducer Arrays for the rapid Inspection of Large Areas of Plate Structures*. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol.50 (2003) No.6, Seiten 699-709
- [WILC2005] P. Wilcox, M. Lowe, P. Cawley. *Omnidirectional Guided Wave Inspection of Large Metallic Plate Structures Using an EMAT Array*. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol.52 (2005) No.4, Seiten 653-665
- [WIKI2008] Internet Wikipedia. Artikel „Schallkennimpedanz“. <http://de.wikipedia.org/wiki/Schallkennimpedanz>. Stand 01.04.2008
- [WILK2005] W. K. Wilkie. *NASA MFC Piezocomposites: a Development History*. Proceedings of the First International Symposium on Macro Fiber Composite Applications. 27.-28. Sept. 2005, Dresden
- [WU1999] T.-T. Wu, Y.-H. Liu. *On the measurement of anisotropic elastic constants of fiber-reinforced composite plate using ultrasonic bulk wave and laser generated Lamb wave*. Ultrasonics 37 (1999), Seiten 405-412, Elsevier
- [YADA2006] V.B. Yadav, T. Pramila, V. Raghuram, N.N. Kishore. *A finite-difference simulation of multi-mode Lamb waves in aluminium sheet with experimental verification using laser based ultrasonic generation*. Proceedings of the 12th Asia-Pacific Conference on NDT, 5.-10. Nov. 2006, Auckland Neuseeland
- [YU2007] L. Yu, V. Giurgiutiu. *In-situ optimized PWAS phased arrays for Lamb wave structural health monitoring*. Journal of Mechanics of Materials and Structures, Vol.2 (2007), No.3
- [ZAK2006] A. Zak, M. Krawczuk, W. Ostachowicz, P. Kudela, M. Palacz. *Elastic wave propagation in a cracked isotropic plate*. Proceedings of the 3rd European Workshop on Structural Health Monitoring, 5.-7. Juli 2006, Granada Spanien

Anhang A

Macro-Fiber-Composites

Die auf dem Markt erhältlichen MFC-Module werden in d_{33} - und d_{31} Typen unterschieden, siehe Abb.A-1.

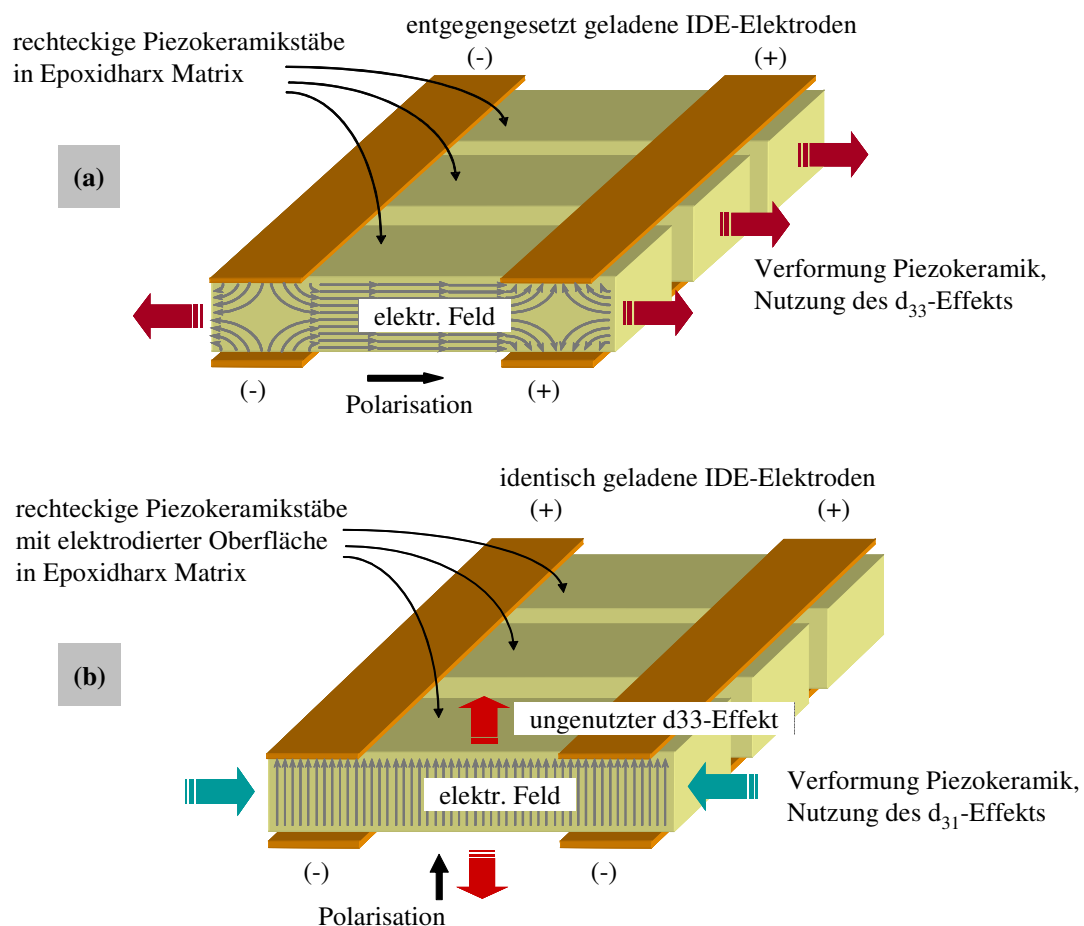


Abb. A-1: (a) d_{33} und (b) d_{31} Funktionsprinzip der MFCs [WILK2005]

Im Aktuatorbetrieb der d_{31} -Module (siehe Teilbild b der Abb. A-1) ist das aufgebrachte elektrische Feld der Polarisationsrichtung gleichgerichtet, die Hauptdeformation erfolgt über die geringe Moduldicke, genutzt wird lediglich die Querkontraktion in Scheibenebene. Die in Abb. 2-8 a, b und c in Kapitel 2 dargestellten Elemente funktionieren ebenfalls nach dem d_{31} -Prinzip. Das Funktionsprinzip der d_{33} -MFCs (Abb. A-1a) weicht hiervon ab. Bei den d_{33} -MFCs herrscht keine einheitliche Polarisation im Gesamtmodul vor, stattdessen sind die Domänen zwischen jeweils zwei „Fingern“ der IDE-Elektrode alternierend polarisiert. Ebenso stellt sich das elektrische Feld bei der dargestellten Kontaktierung abwechselnd zwischen den „Fingern“ ein. Lokale Polarisationsrichtung und Richtung des lokalen elektrischen Felds sind dadurch gleichgerichtet, genutzt wird somit für die Deformation in Scheibenebene der ausgeprägtere d_{33} -Effekt.

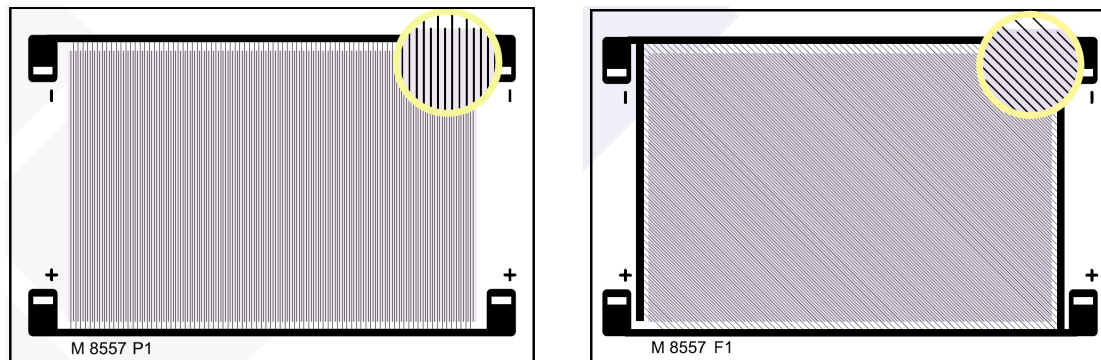


Abb. A-2: d_{33} -MFC Elemente, normale und „Twisting“-Bauweise [SMAR2004]

Zusätzlich zu den orthogonal ausgerichteten Modulen können über die Ausrichtung der IDE-„Finger“ und damit verbunden über die Polarisations- sowie Deformationshaupttrichtung sog. „Twisting“-Module zur Erzeugung einer Verwindung der Elemente und der darunter liegenden Struktur hergestellt werden (siehe Abb. A-2).

Anhang B

Modenwandel Longitudinal- und Transversalwellen

Die Abbildungen 3–4 und 3–5 in Kap. 3.1 zur Thematik des Modenwandels sowie der Brechung von Longitudinal- und Transversalwellen an Begrenzungsflächen bauen auf Gleichungen auf, die beispielsweise in [KRAU1986, SCHO1950] veröffentlicht sind und hier in Auszügen wiedergegeben werden.

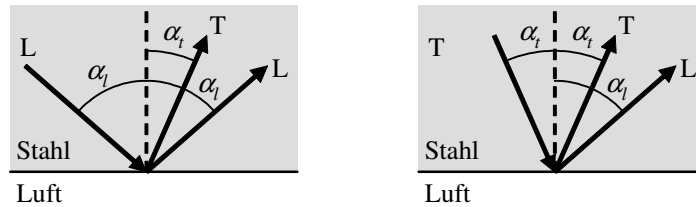


Abb. B-1: Brechung und Modenwandel

Der Zusammenhang zwischen dem Winkel der Longitudinal- und Transversalwelle (siehe Abb. B-1) ist durch das Brechungsgesetz entsprechend Gleichung B.1 gegeben.

$$\frac{\sin \alpha_t}{\sin \alpha_l} = \frac{c_T}{c_L} \quad (\text{B.1})$$

Die infolge Reflexion und Modenwandel entstehenden Schalldrücke (bezogen auf den Schalldruck der jeweils einfallenden Welle) können mit den Gleichungen B.2 bis B.5 berechnet werden.

Einfallende Longitudinalwelle

Reflexionsfaktor ausfallende Longitudinalwelle

$$R_{L/L} = \frac{\left(\frac{c_T}{c_L}\right)^2 \cdot \sin 2\alpha_i \cdot \sin 2\alpha_t - \cos^2 2\alpha_t}{\left(\frac{c_T}{c_L}\right)^2 \cdot \sin 2\alpha_i \cdot \sin 2\alpha_t + \cos^2 2\alpha_t} \quad (\text{B.2})$$

Reflexionsfaktor ausfallende Transversalwelle

$$R_{T/L} = \frac{2 \cdot \left(\frac{c_T}{c_L}\right)^2 \cdot \sin 2\alpha_i \cdot \cos 2\alpha_t}{\left(\frac{c_T}{c_L}\right)^2 \cdot \sin 2\alpha_i \cdot \sin 2\alpha_t + \cos^2 2\alpha_t} \quad (\text{B.3})$$

Einfallende Transversalwelle

Reflexionsfaktor ausfallende Longitudinalwelle

$$R_{L/T} = -\frac{\sin 4\alpha_t}{\left(\frac{c_T}{c_L}\right)^2 \cdot \sin 2\alpha_i \cdot \sin 2\alpha_t + \cos^2 2\alpha_t} \quad (\text{B.4})$$

Reflexionsfaktor ausfallende Transversalwelle

$$R_{T/T} = \frac{\left(\frac{c_T}{c_L}\right)^2 \cdot \sin 2\alpha_i \cdot \sin 2\alpha_t - \cos^2 2\alpha_t}{\left(\frac{c_T}{c_L}\right)^2 \cdot \sin 2\alpha_i \cdot \sin 2\alpha_t + \cos^2 2\alpha_t} \quad (= R_{L/L}) \quad (\text{B.5})$$

Anhang C

Plattenverformungen der höheren Lamb-Moden

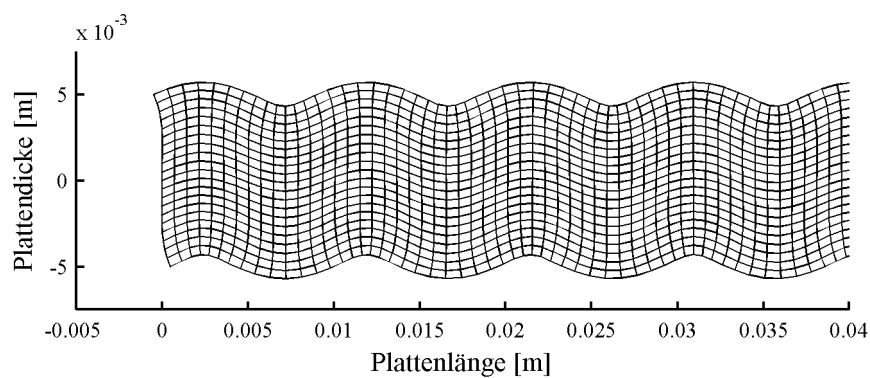


Abb. C-1: A_0 -Welle, 300 kHz, 10 mm Stahlblech

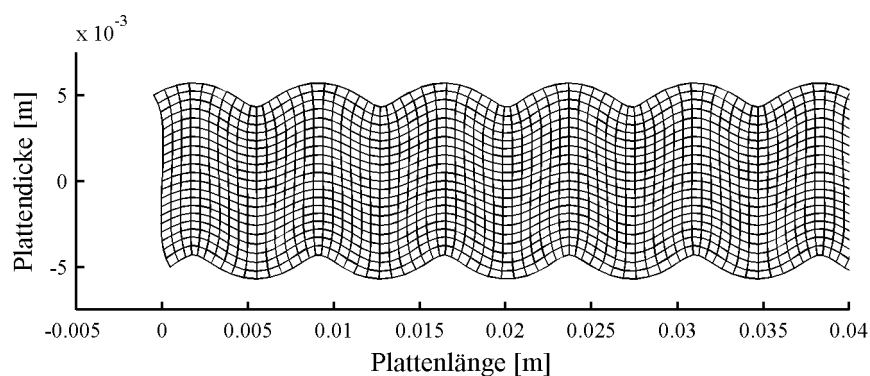


Abb. C-2: A_0 -Welle, 400 kHz, 10 mm Stahlblech

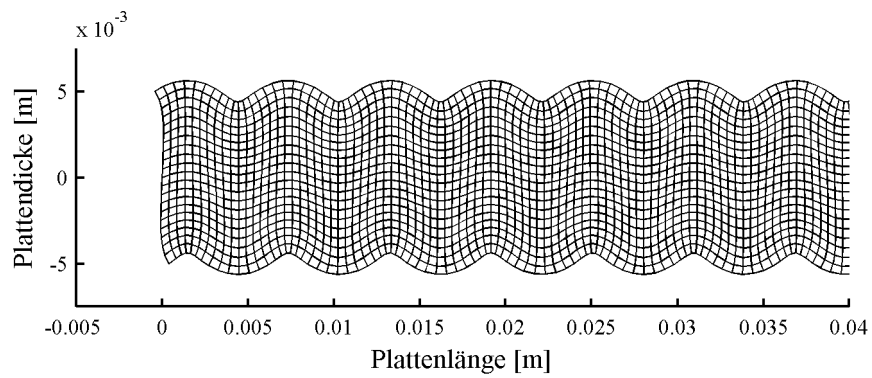


Abb. C-3: A₀-Welle, 500 kHz, 10 mm Stahlblech

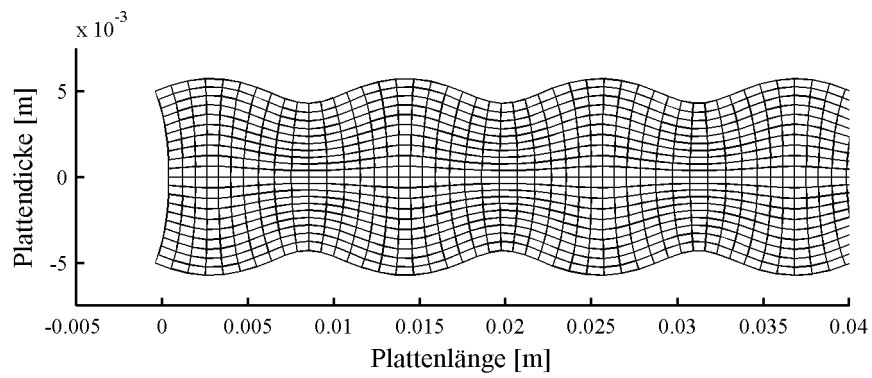


Abb. C-4: S₀-Welle, 300 kHz, 10 mm Stahlblech

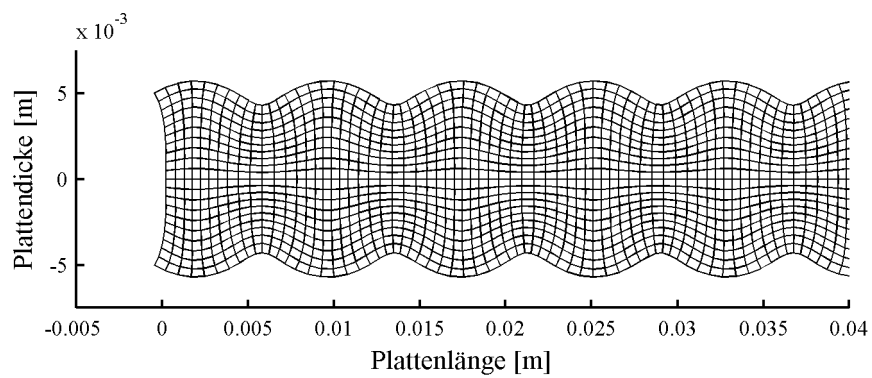


Abb. C-5: S₀-Welle, 400 kHz, 10 mm Stahlblech

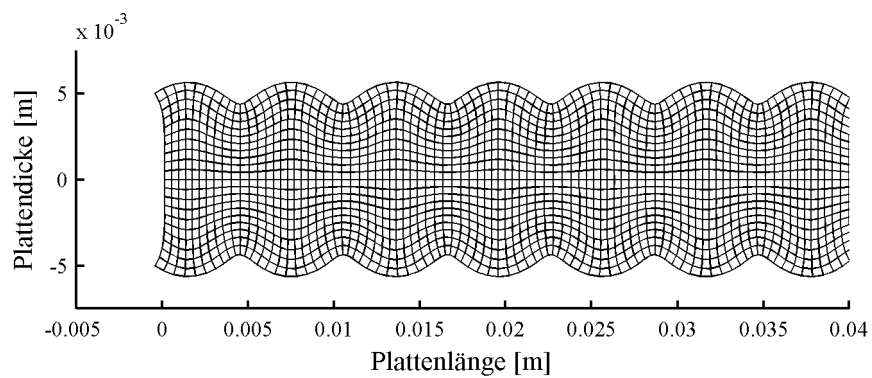


Abb. C-6: S₀-Welle, 500 kHz, 10 mm Stahlblech

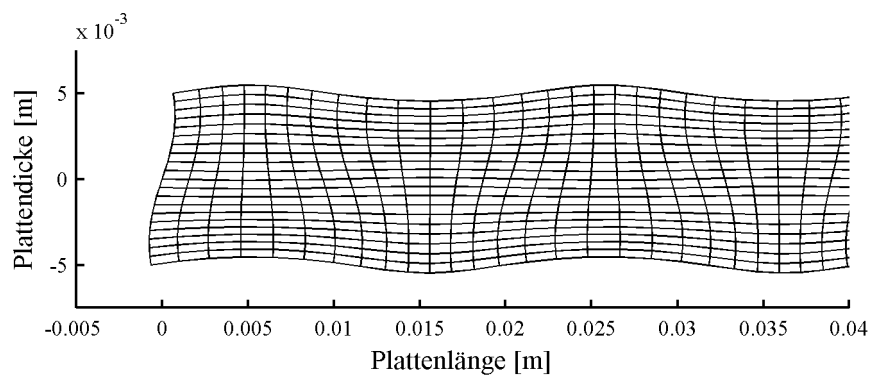


Abb. C-7: A₁-Welle, 300 kHz, 10 mm Stahlblech

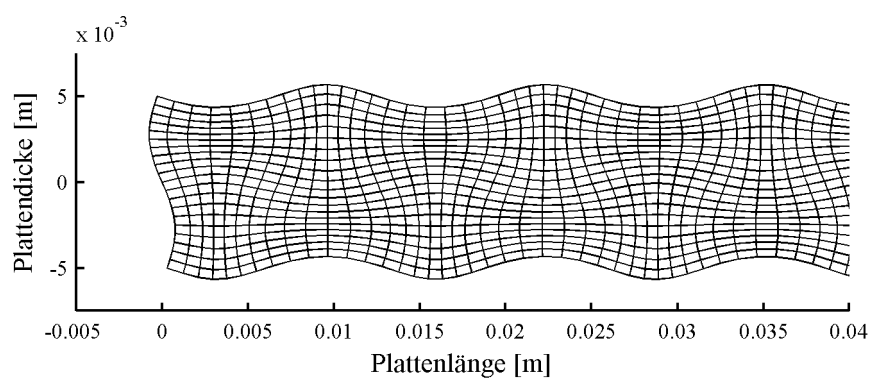


Abb. C-7: A₁-Welle, 400 kHz, 10 mm Stahlblech

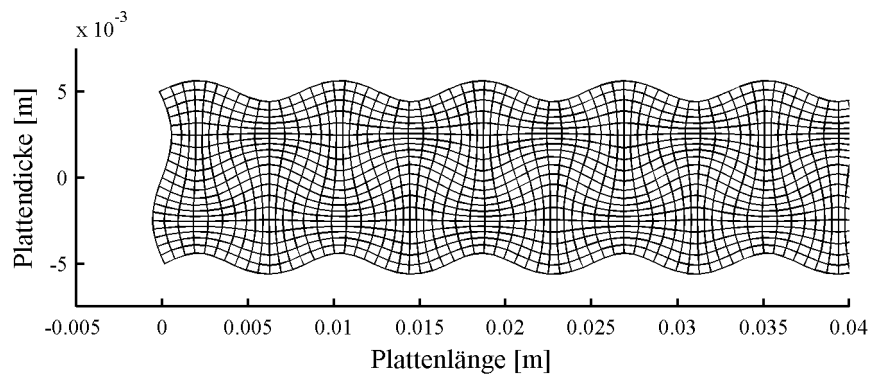


Abb. C-9: A₁-Welle, 500 kHz, 10 mm Stahlblech

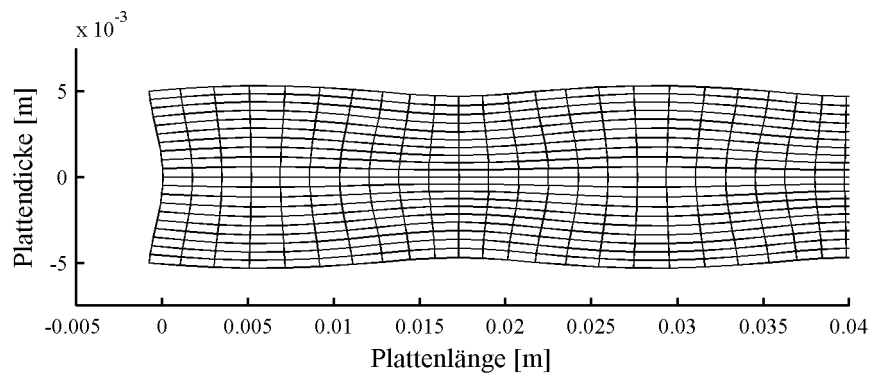


Abb. C-10: S₁-Welle, 300 kHz, 10 mm Stahlblech

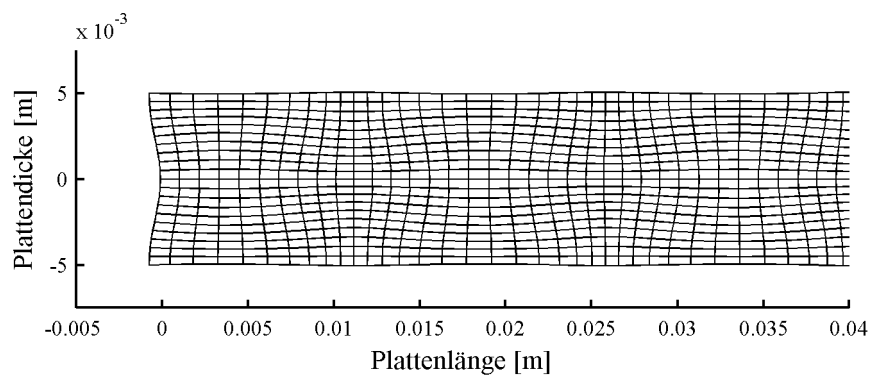


Abb. C-11: S₁-Welle, 400 kHz, 10 mm Stahlblech

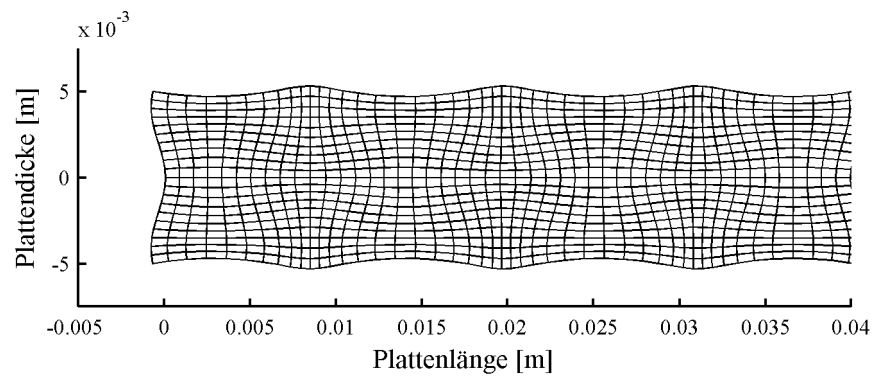


Abb. C-12: S_1 -Welle, 500 kHz, 10 mm Stahlblech

Anhang D

Piezo Materialmodell in *Ansys*

Die Materialkennwerte der PIC255 Piezokeramik (siehe Kap. 2.2.1) werden entsprechend Kap. 6.2 wie folgt in *Ansys* definiert:

```
/prep7
```

```
!Materialmodell des Stahlblechs
```

```
ET,1,SOLID45  
MP,EX,1,2.05e11  
MP,NUXY,1,0.3  
MP,DENS,1,7850  
MP,ALPX,1,1.2e-5
```

```
!Materialmodell der PIC 255 Keramik
```

```
ET,2,SOLID5 !Elementtyp für Volumenmodelle  
KEYOPT,2,1,3 !Piezo-Modus des Solid5 aktivieren  
MP,PERX,2,1107.0 !eps11,r,S  
MP,PERY,2,1107.0 !eps22,r,S  
MP,PERZ,2,862.7 !eps33,r,S  
TB,PIEZ,2,,,0 !Coupling Matrix e  
TBDATA,3,-6.657 !e31  
TBDATA,6,-6.657 !e32  
TBDATA,9,14.757 !e33  
TBDATA,14,9.615 !e24  
TBDATA,16,9.615 !e15  
TB,ANEL,2,1,21,0 !Elasticity Matrix cE  
TBDATA,1,1.017e11 !cE11  
TBDATA,2,5.384e10 !cE21  
TBDATA,7,1.017e11 !cE22  
TBDATA,3,5.335e10 !cE31  
TBDATA,8,5.335e10 !cE32  
TBDATA,12,8.490e10 !cE33  
TBDATA,16,2.392e10 !cE66 entsprechend IEEE Standard  
TBDATA,19,1.923e10 !cE44  
TBDATA,21,1.923e10 !cE55  
MP,DENS,2,7800 !Dichte
```

Anhang E

Numerische Implementierung der Dispersionskompensation

Die Erläuterungen und Gleichungen in diesem Abschnitt basieren größtenteils auf der Veröffentlichung [WILC2003], wurden aber in einigen Punkten sowohl in Hinblick auf die praktische Anwendung innerhalb eines Programmcodes als auch auf die Sensor-Beamforming Signalauswertung erweitert bzw. abgeändert. Die nachfolgende stichpunktartige Auflistung stellt den praktischen Ablauf in recht unkommentierter Kurzform dar. Nähere Erläuterungen zu den meisten Schritten der Dispersionskompensation enthält die genannte Veröffentlichung.

- Bekannt ist das Messsignal eines Sensors $g(t)$ im Zeitbereich mit m Messwerten, siehe z.B. Abb. 7-7. Ebenso gegeben bzw. vorab bestimmt sind die Dispersionsbeziehungen für das betrachtete Material, siehe Abb. 4-5, Abb. 4-15, Abb. 4-16.
- Verlängerung des Zeitsignals $g(t)$ durch Anhängen eines vielfach längeren Nullsignals, um durch die höhere Anzahl an Messwerten später eine feinere Auflösung im Frequenzbereich zu erhalten. Abweichend von der Forderung in [WILC2003], dass die Messwertanzahl einer Potenz von zwei entsprechen soll, kann in den Algorithmen der vorliegenden Arbeit eine beliebige Anzahl gewählt werden, da eine allgemeine diskrete Fourier-Transformation (DFT) anstatt einer FFT durchgeführt wird. Gute Ergebnisse wurden zudem mit einer Verlängerung des Messsignals um den Faktor 10 erzielt.
- Die DFT transformiert das verlängerte Zeitbereichssignal $g(t)$ in den Frequenzbereich, man erhält $G(\omega)$.
- Ermittlung der maximalen Gruppengeschwindigkeit $c_{Gr,max}$ des betrachteten Wellenmodes. Mit $c_{Gr,max}$ und der Anzahl an „echten“ Messwerten m sowie dem Abtastintervall Δt lässt sich eine obere Grenze für die diskrete Schrittgröße Δk im Wellenzahlbereich berechnen, siehe Gleichung E.1.

$$\Delta k = \frac{1}{m \cdot c_{Gr, \max} \cdot \Delta t} \quad (E.1)$$

- Berechnung der Nyquist Frequenz f_{Nyq} [Nati2004] entsprechend Gleichung E.2. Anschließend Ermittlung (z.B. aus Diagrammen ähnlich Abb. 4-15 und Abb. 4-16) der zu f_{Nyq} gehörenden Phasengeschwindigkeit $c_{Ph, Nyq}$. Mit f_{Nyq} und $c_{Ph, Nyq}$ lässt sich die Wellenzahl k_{Nyq} nach Gleichung E.3, die allerdings einen unteren Grenzwert ermittelt, berechnen. Größere Werte für k_{Nyq} sind zulässig.

$$f_{Nyq} = \frac{1}{2 \cdot \Delta t} \quad (E.2)$$

$$k_{Nyq} = \frac{f_{Nyq}}{c_{Ph, Nyq}} \quad (E.3)$$

- Für die Darstellung der dispersionskompensierten Ergebnisse im Wegbereich kann nun über k_{Nyq} die Schrittweite der Stützstellen Δx berechnet werden, siehe Gleichung E.4.

$$\Delta x = \frac{1}{2 \cdot k_{Nyq}} \quad (E.4)$$

- Da die Schrittweite Δk und die Grenze des Wellenzahlbereichs k_{Nyq} bekannt sind, wird die Anzahl n der Werte im Wellenzahlbereich mit Gleichung E.5 ermittelt.

$$n = \frac{2 \cdot k_{Nyq}}{\Delta k} \quad (E.5)$$

- Δk , n und k_{Nyq} definieren den Wellenzahlbereich. Abweichend von [Wilc2003] erfolgt in der vorliegenden Dissertation die Betrachtung der ersten Hälfte des Wellenzahlbereichs, also bis $n/2$. Für jede diskrete Stützstelle k_i im Wellenzahlbereich wird die dazugehörige Frequenz f_i ermittelt, z.B. über Abb. 4-5.

Die im Frequenzbereich vorliegende Funktion $G(\omega)$ wird über f_i auf die Stützstellen k_i im Wellenzahlbereich interpoliert, woraus $G(k)$ resultiert.

- Für alle Stützstellen k wird außerdem die dazugehörige Gruppengeschwindigkeit $c_{Gr}(k)$ ermittelt.
- Aus der Multiplikation der Gruppengeschwindigkeiten $c_{Gr}(k)$ mit $G(k)$ nach Gleichung E.6 ergibt sich $H(k)$.

$$H(k) = c_{Gr}(k) \cdot G(k) \quad (E.6)$$

- Über eine inverse Fourier-Transformation erhält man aus $H(k)$ den gewünschten dispersionskompensierten Signalverlauf $h(x)$ im Wegbereich, siehe Abb. 7-8.

Die Betrachtung des halben Wellenzahlbereichs (siehe vorangegangener Ablaufschritt) führt dazu, dass sich zusätzlich zum welligen Signalverlauf auch die Hilbert-Einhüllende [OPPE1999] des Signals ergibt.

Anhang F

Versuchskörper der Temperaturversuche

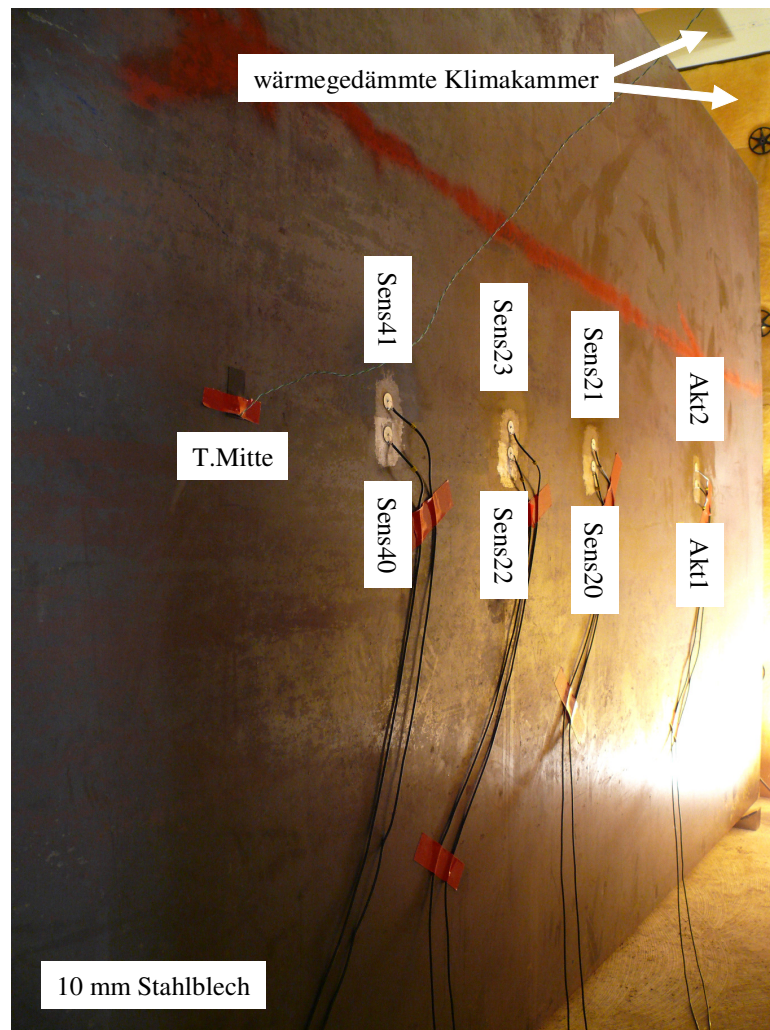


Abb. F-1: Stahlblech der Höhe 1900 mm und Länge 3000 mm mit Messtechnik

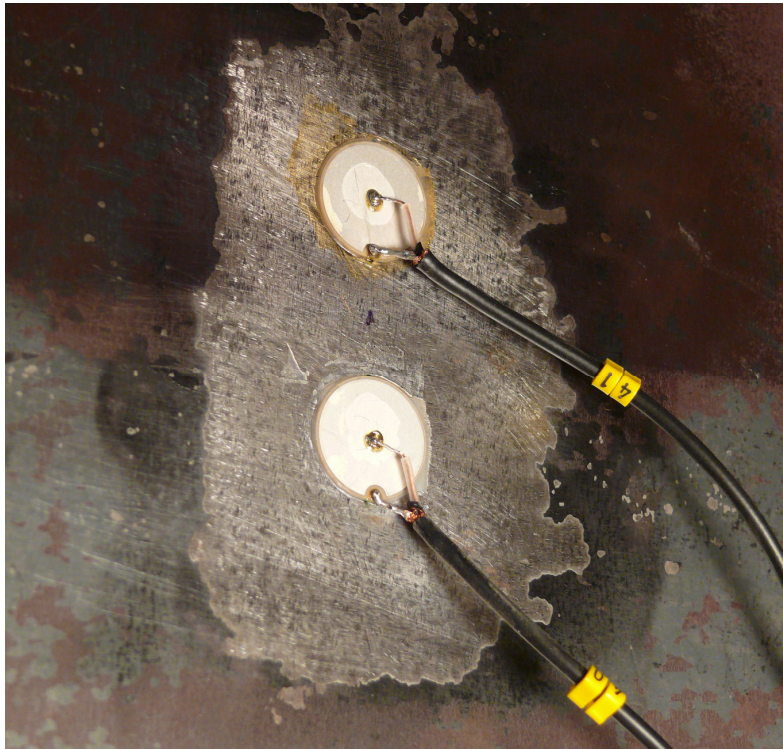


Abb. F-2: Detailaufnahme Sensoren 40 und 41

Anhang G

Parameterstudie Sensorabstände und Array-Layouts

In Kap. 8.2.2 wird der Einfluss der Sensorabstände sowie des allgemeinen Array-Layouts auf die Ergebnisse des Sensorsignal-Beamformings kurz beschrieben. Im Folgenden wird anhand mehrerer Beispiele dieser Einfluss ausführlicher erläutert.

Dargestellt werden in Abb G-2 bis G-4 die Ergebnismatrizen M_{Erg} des in Abb. 8-2 gezeigten Systems für die drei unterschiedlichen Array-Layouts entsprechend Abb. G-1.

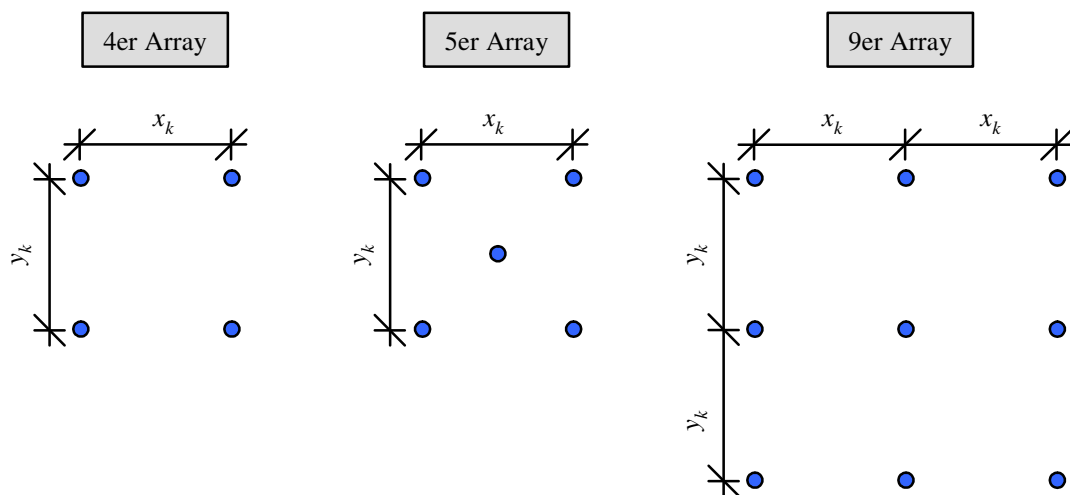


Abb. G-1: unterschiedliche Array-Layouts

Der Abstand $x_k = y_k$ der drei doppelsymmetrischen Layouts variiert im Bereich von $x_{k,min} = 5 \text{ mm}$ bis $x_{k,max} = 75 \text{ mm}$. Für alle Varianten gleich bleibt das Anregungssignal, ein Hanning-gefensterter Wellenzug aus 5 Sinuswellen der Wellenlänge $\lambda = 40 \text{ mm}$, siehe auch Abb. 8-3. Die Abbildungen G-2 bis G-4 zeigen die Simulationsergebnisse.

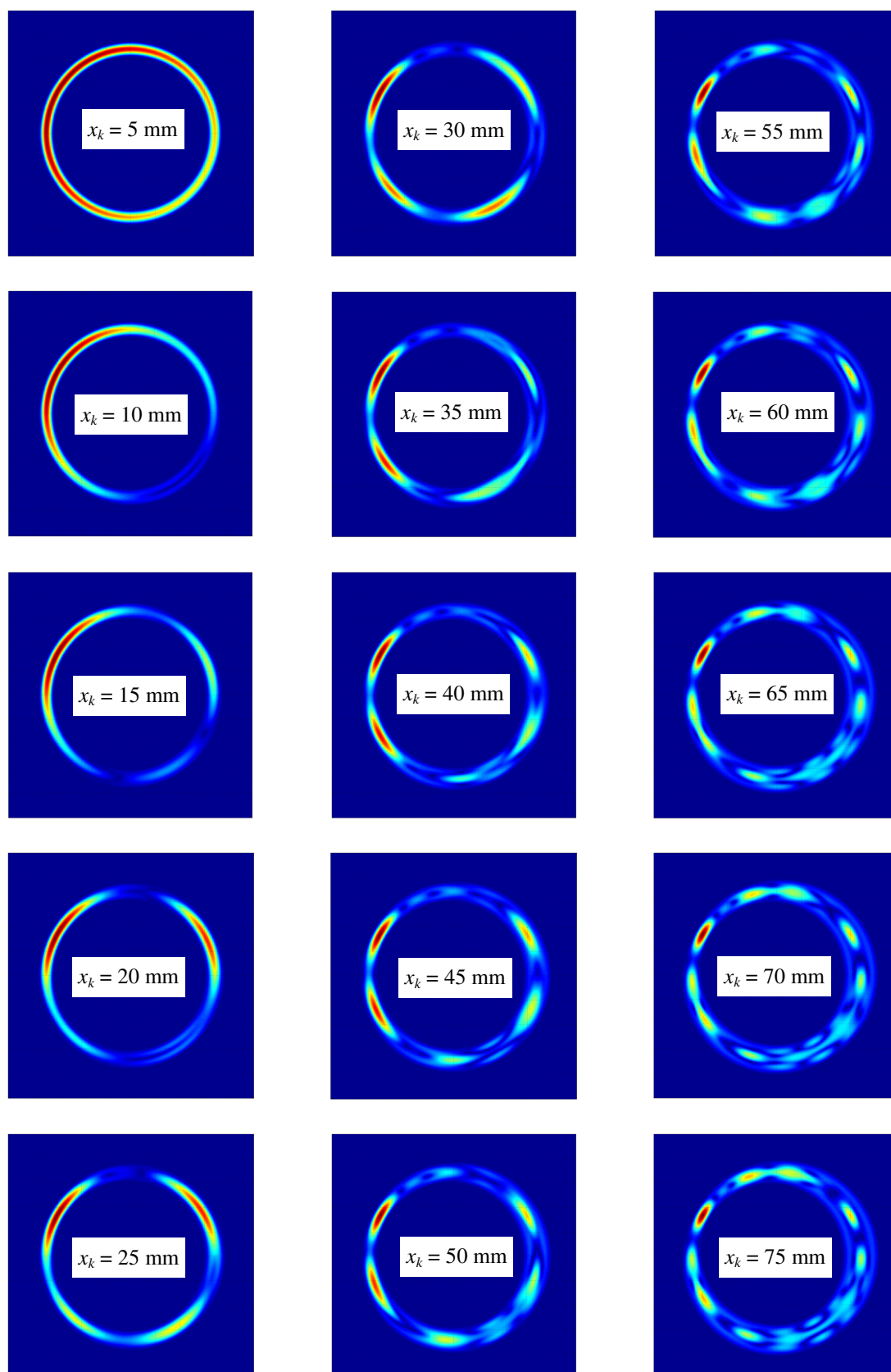


Abb. G-2: 4er-Layout, Darstellung M_{Erg}

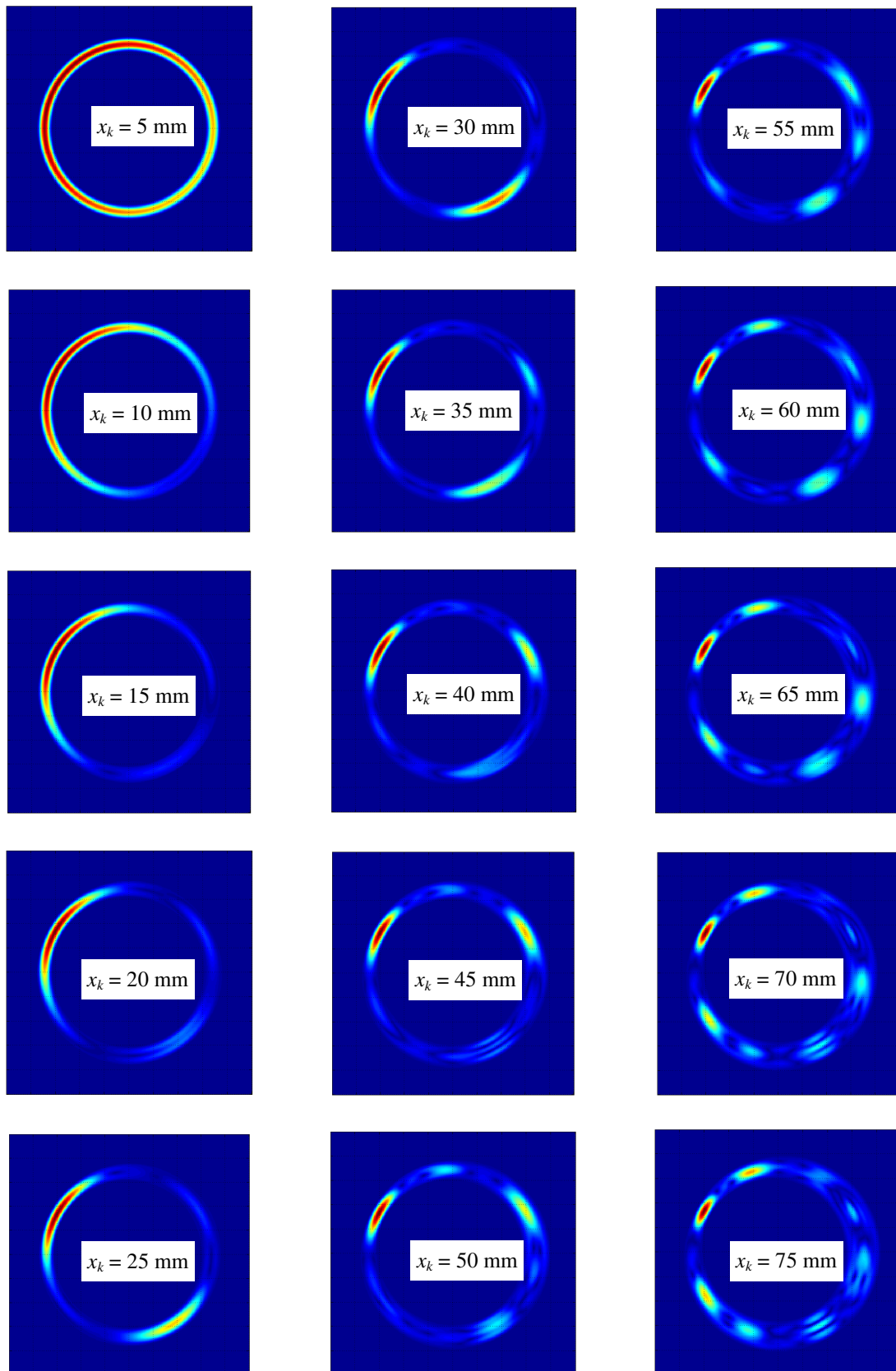
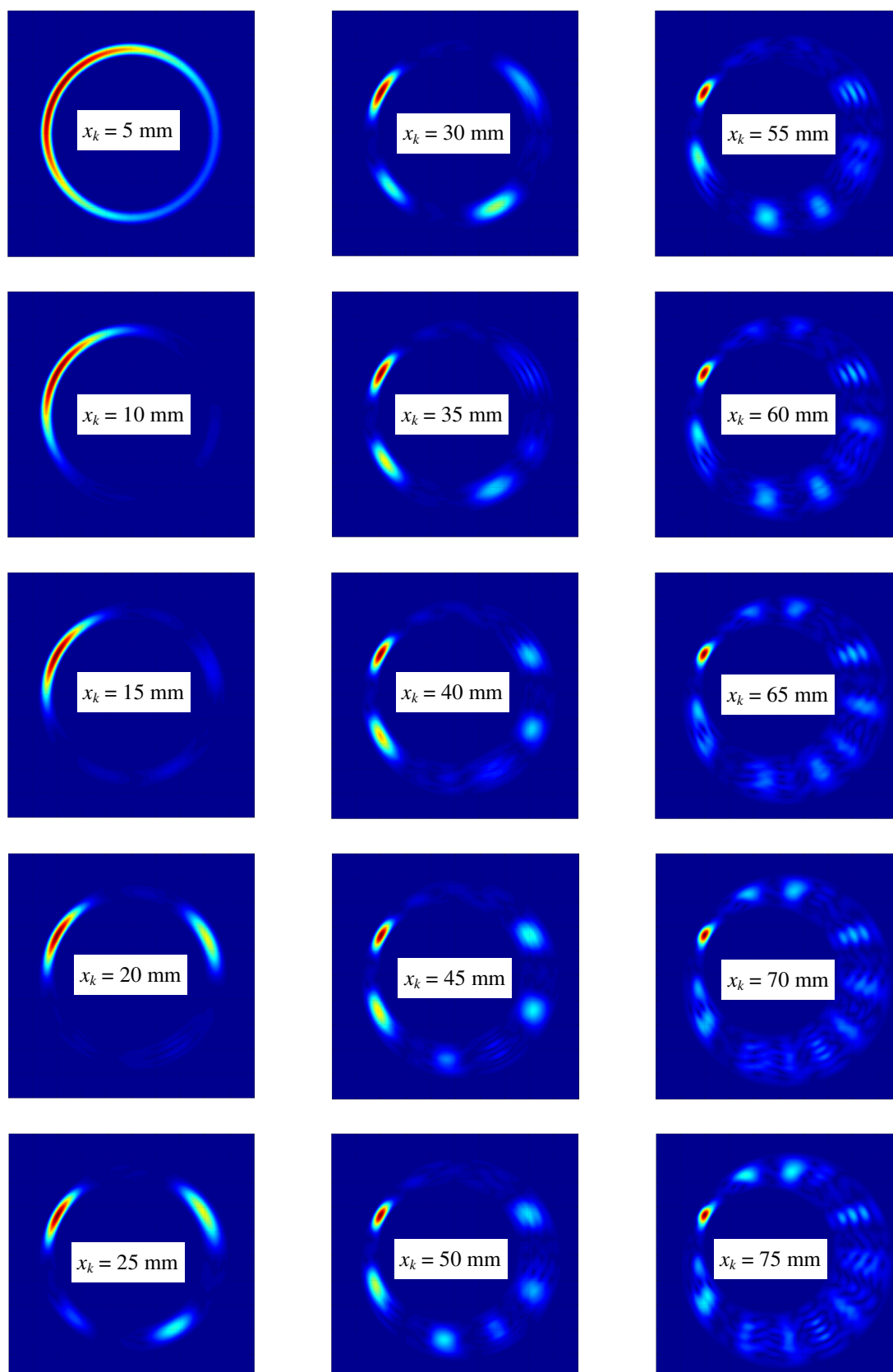


Abb. G-3: 5er-Layout, Darstellung M_{Erg}

**Abb. G-4:** 9er-Layout, Darstellung M_{Erg}

Ein Vergleich der Abbildungen zeigt, dass generell mit steigender Anzahl der Einzelelemente die Winkelauflösung schärfer, das Array aber gleichzeitig zwangsläufig größer wird. Zudem verringern sich bei größerer Sensoranzahl die störenden sog. Phantomsignale, die aus Nebenstrahlungskeulen resultieren.

Zwar führen größere Abstände x_k zu einer schärferen Winkelauflösung des zu detektierenden Schadens, jedoch nicht zwangsläufig zu insgesamt besseren Ergebnissen. Beispielsweise zeigt ein Vergleich der Auswertungen des 5er-Array für $x_k = 55$ mm und $x_k = 75$ mm, dass beim kleineren Array bessere Ergebnisse erzielt werden, da die störenden Phantomsignale schwächer auftreten.

Anhang H

Reproduzierbarkeit der Ergebnisse Sensorsignal Beamforming

Um die hervorragende Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zu belegen, werden im Folgenden die Auswertungen aller 5 Wiederholungsmessungen, die Abb. 8-10 zugrunde liegen, dargestellt. Die Auswertungen basieren somit auf der Signalmittenfrequenz $f_0 = 120$ kHz und dem S_0 -Mode.

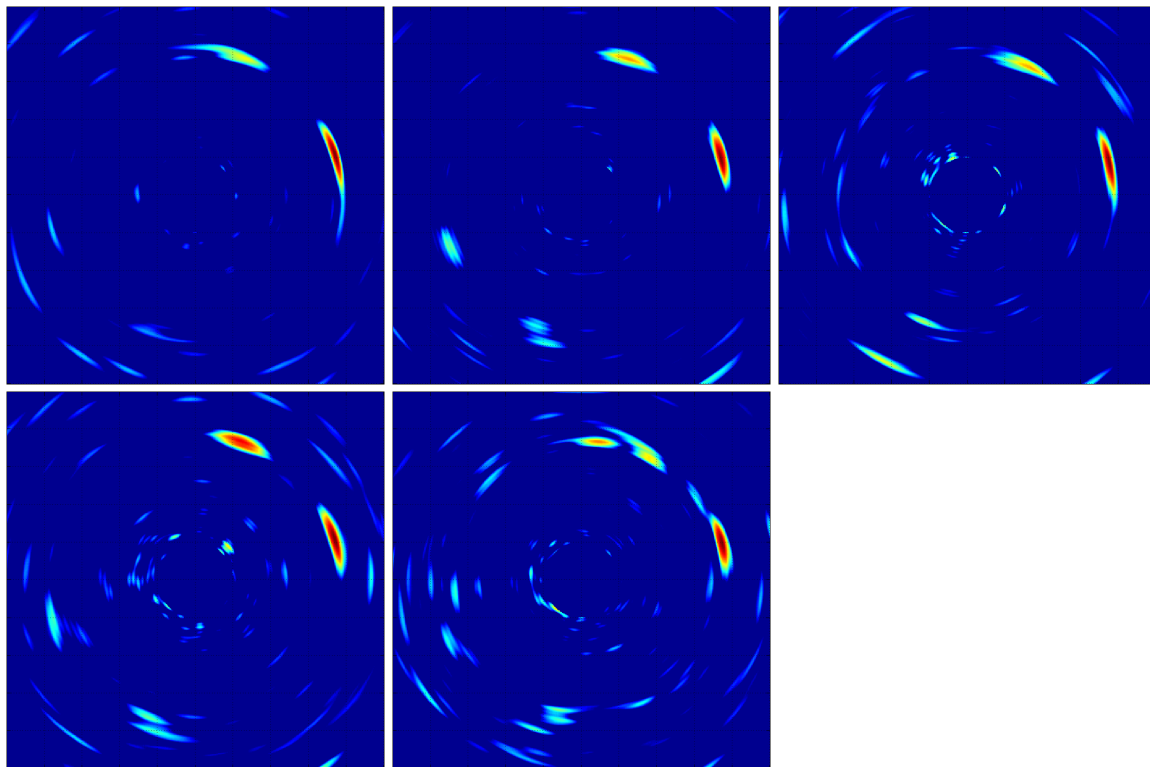


Abb. H-1: Durchmesser gebohrtes Loch

Ø 1,5 mm

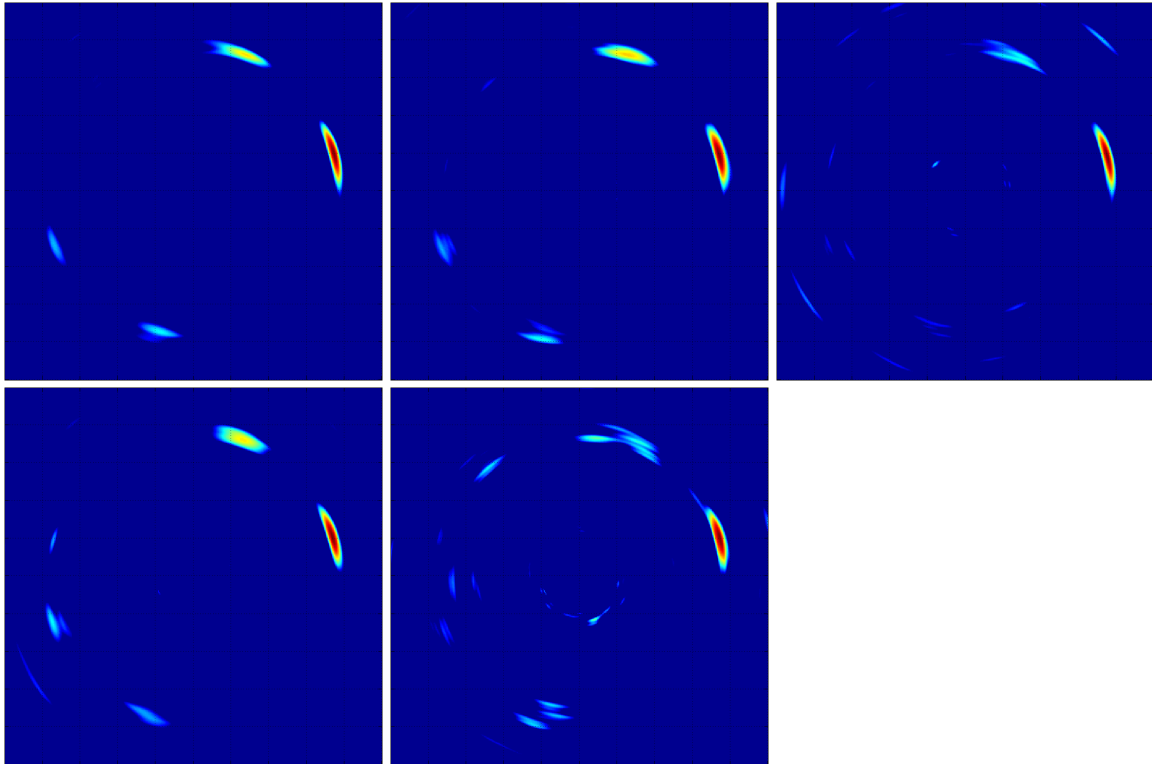


Abb. H-2: Durchmesser gebohrtes Loch **Ø 2,0 mm**

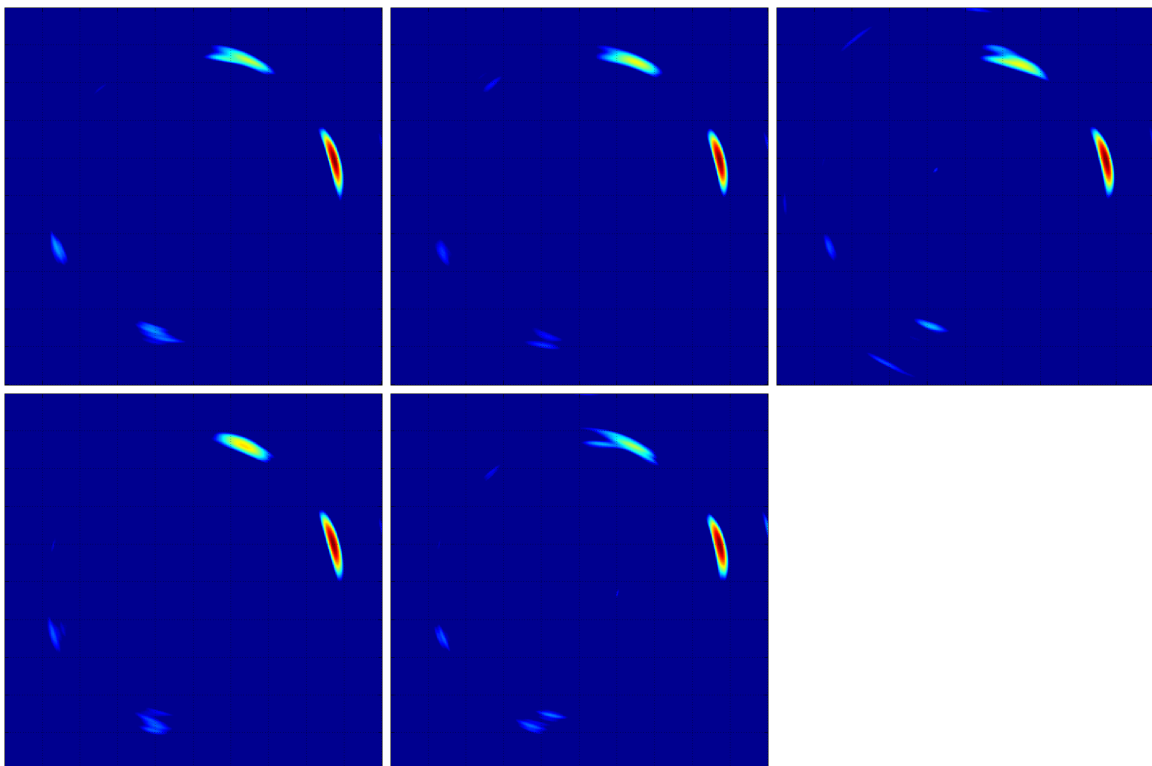


Abb. H-3: Durchmesser gebohrtes Loch **Ø 2,5 mm**

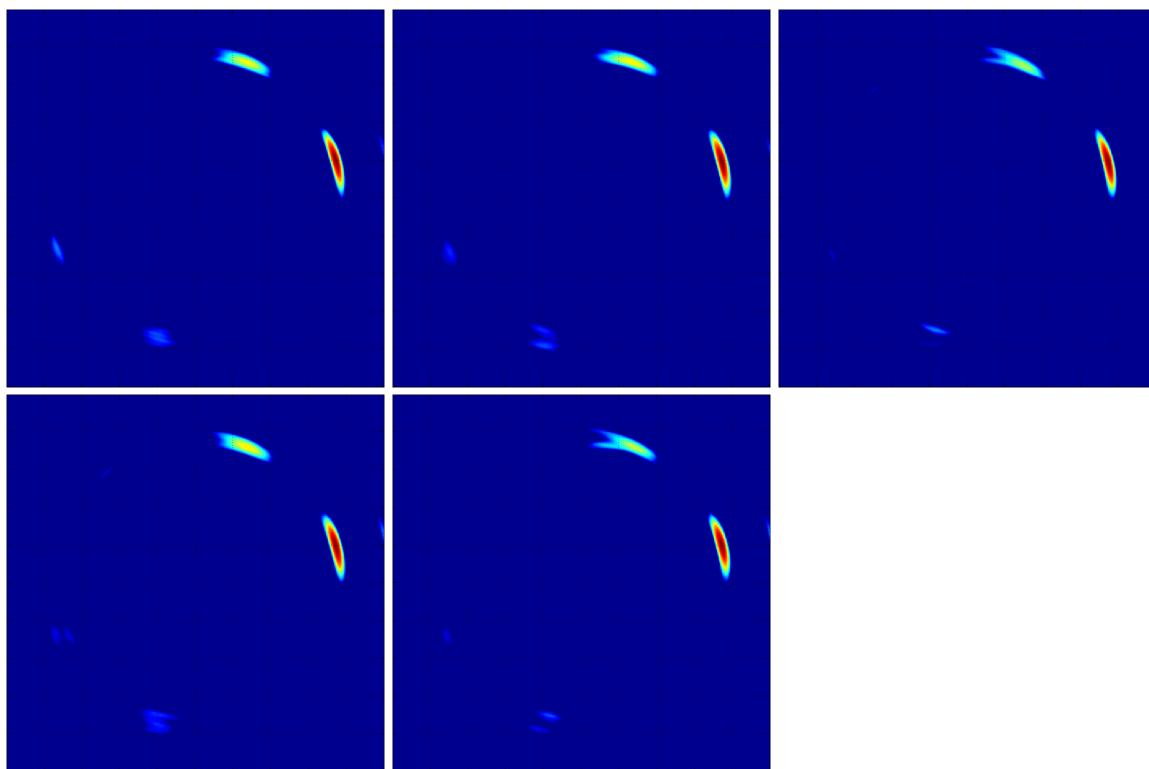


Abb. H-4: Durchmesser gebohrtes Loch $\varnothing 3,0 \text{ mm}$

Anhang I

Ansys Simulation des Aktuator Beamformings

Die nachfolgenden Abbildungen zeigen die Ergebnisse einer *Ansys*-Simulation der Ausbreitung der S_0 -Lamb-Welle im Versuchskörpers (siehe Abb. 9-5). Die dargestellte Ergebnisgröße ist die betragsmäßige Teilchenauslenkung der Plattenoberfläche.

Die Anregung erfolgt mit einem Hanning-gefensterten Wellenzug bestehend aus drei Wellen mit der Signalmittenfrequenz $f_0 = 80$ kHz. Der relative Zeitversatz der Aktuatoren untereinander beträgt $\Delta t_{ZV} = 55 \cdot 10^{-7}$ s, so dass sich bei Zugrundelegung des S_0 -Modes nach Tab. 9-1 ein Winkel der Hauptstrahlungskeule von $\alpha = 40,37^\circ$ einstellt. Der A_0 -Mode wird durch entsprechende geometrische Randbedingungen des numerischen Modells komplett unterdrückt.

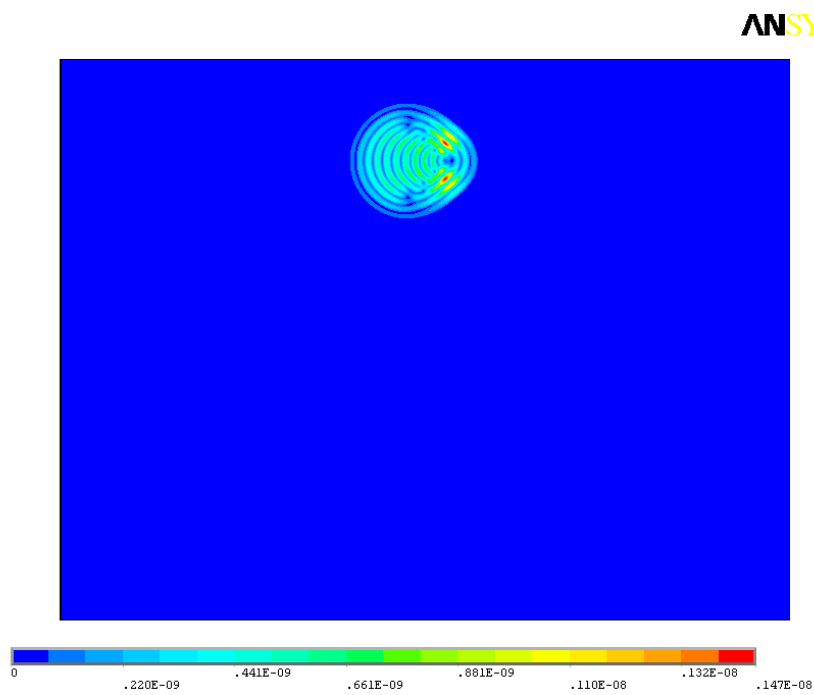


Abb. I-1: Zeitpunkt nach Anregungsbeginn des ersten Aktuators

$t = 50 \mu s$

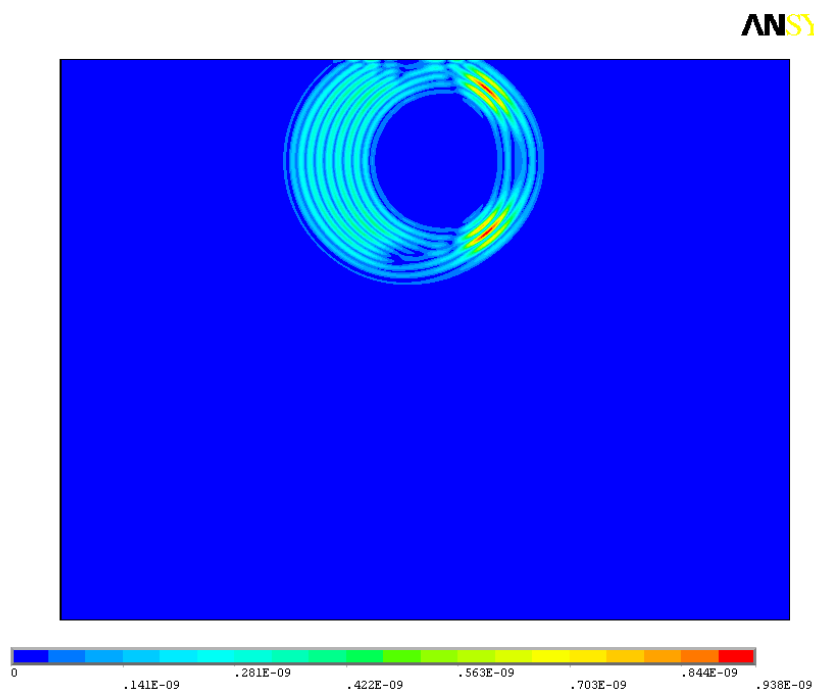


Abb. I-2: Zeitpunkt nach Anregungsbeginn des ersten Aktuators

$t = 100 \mu s$

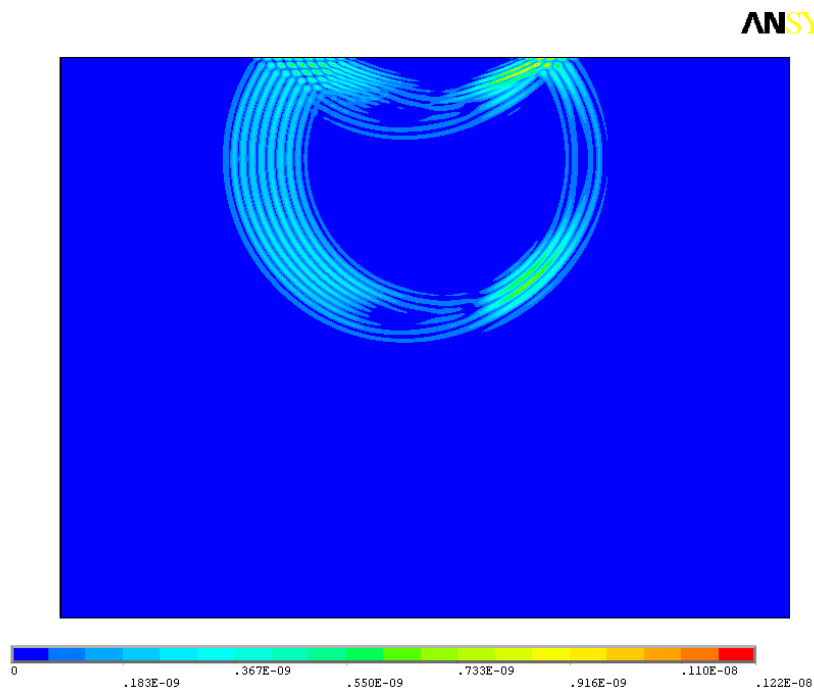


Abb. I-3: Zeitpunkt nach Anregungsbeginn des ersten Aktuators

$t = 150 \mu s$

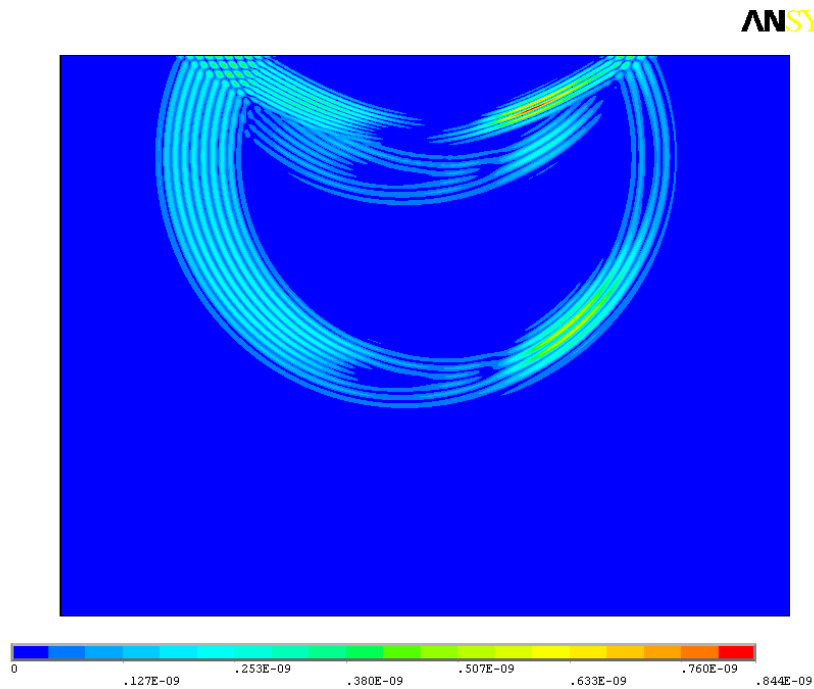


Abb. I-4: Zeitpunkt nach Anregungsbeginn des ersten Aktuators

$t = 200 \mu s$

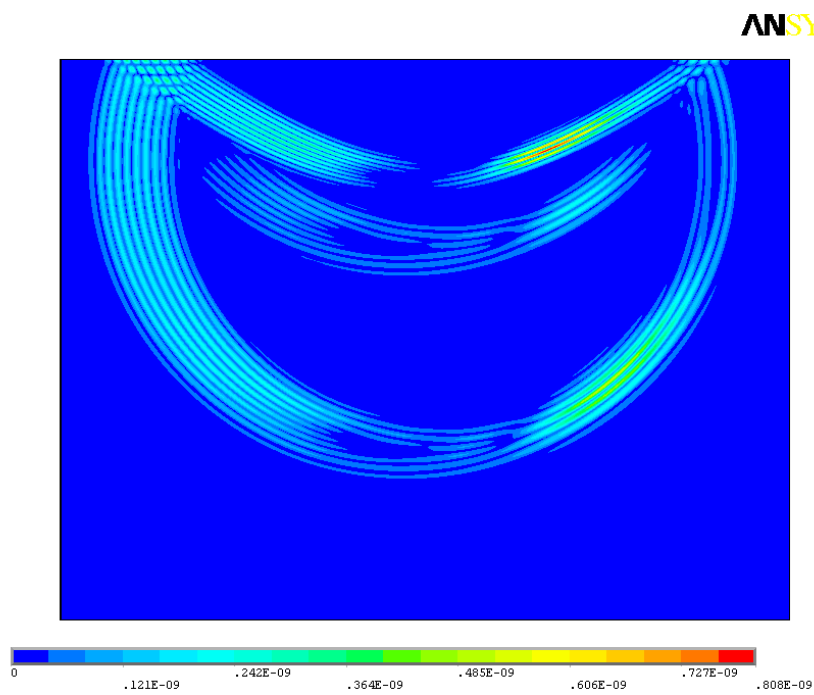


Abb. I-5: Zeitpunkt nach Anregungsbeginn des ersten Aktuators

$t = 250 \mu s$

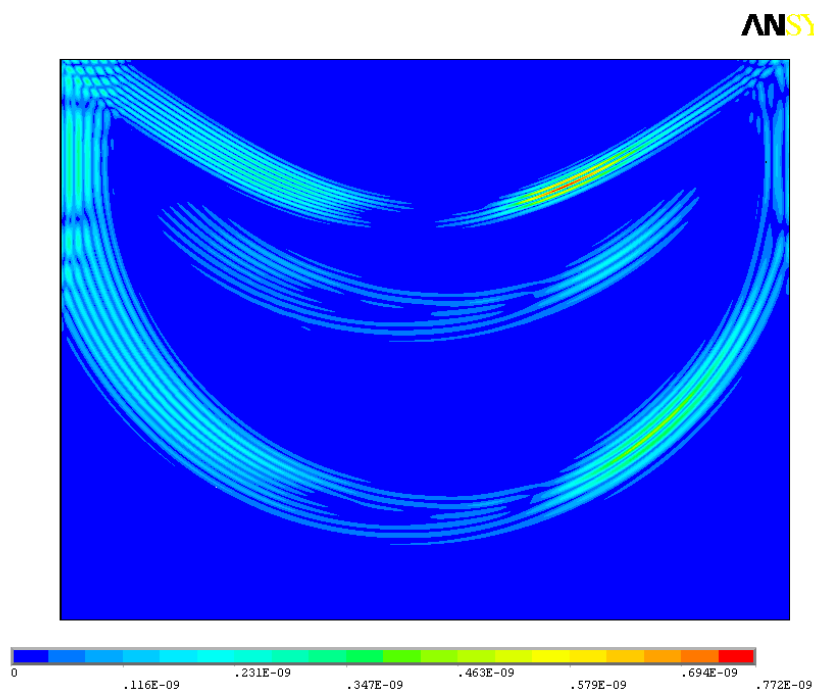
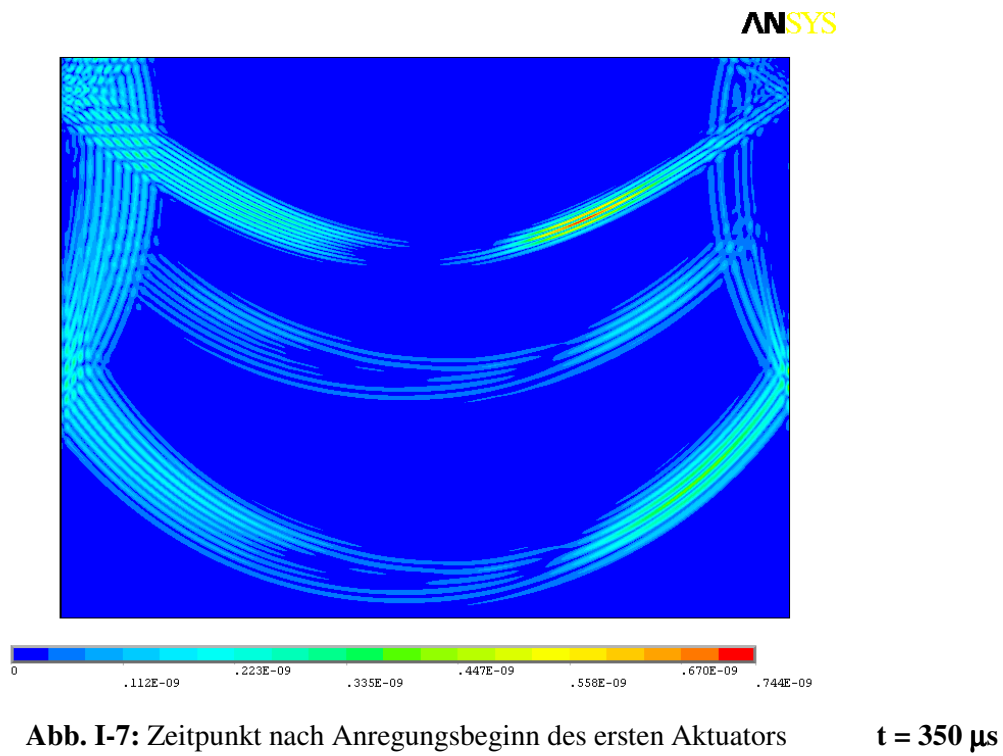


Abb. I-6: Zeitpunkt nach Anregungsbeginn des ersten Aktuators

$t = 300 \mu s$



Anhang J

Ergebnisse des Aktuator Beamformings für $f_0 = 100$ kHz und $f_0 = 120$ kHz

Die in Kap. 9.3 dargestellten Ergebnisse (Abb. 9-8 und Abb. 9-9) basieren auf einer Signalmittenfrequenz von $f_0 = 80$ kHz. Die Ergebnisse der weiteren Versuche mit den Signalmittenfrequenzen 100 und 120 kHz bei sonst identischen Randbedingungen zeigen die folgenden Abbildungen.

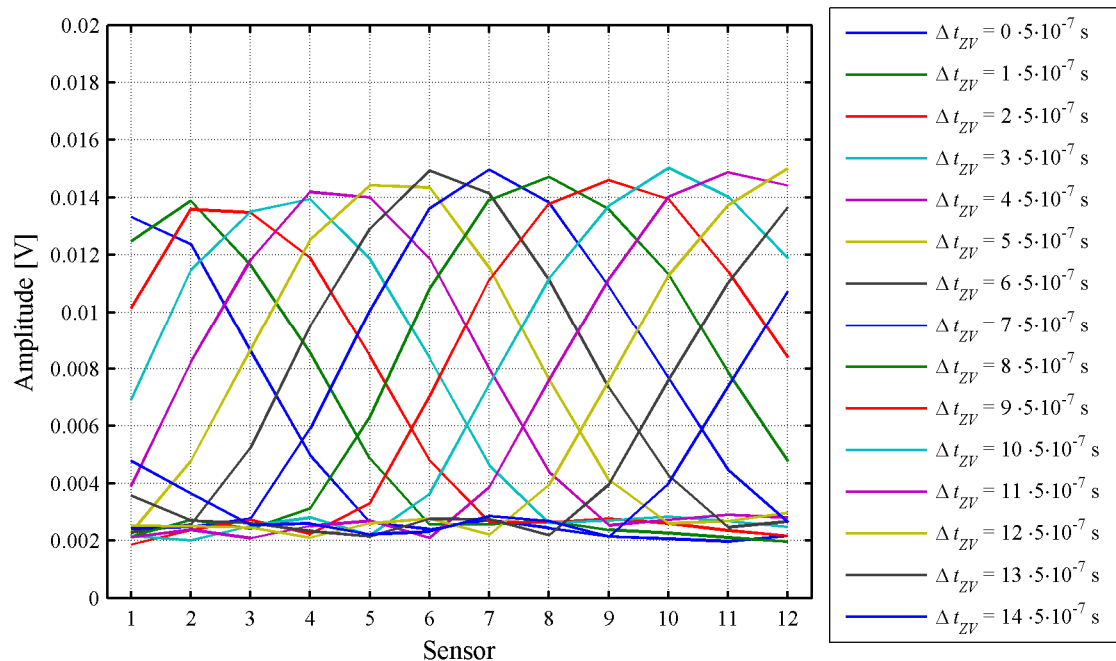


Abb. J-1: maximale Amplituden aller Sensoren für alle Winkel, $f_0 = 100$ kHz

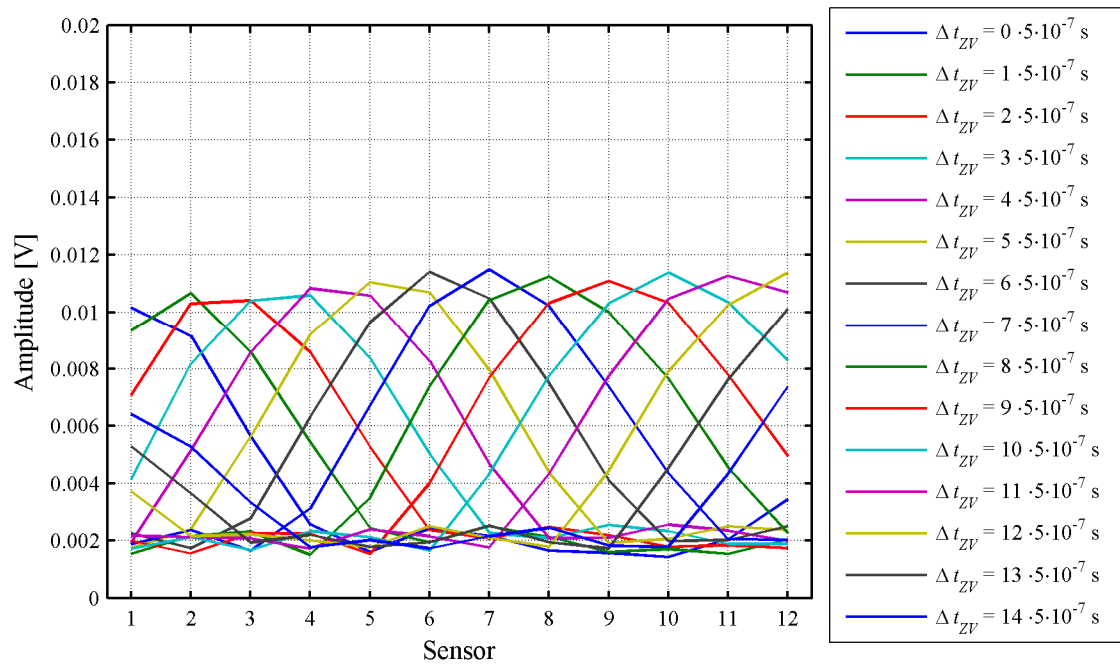


Abb. J-2: maximale Amplituden aller Sensoren für alle Winkel, $f_0 = 120 \text{ kHz}$

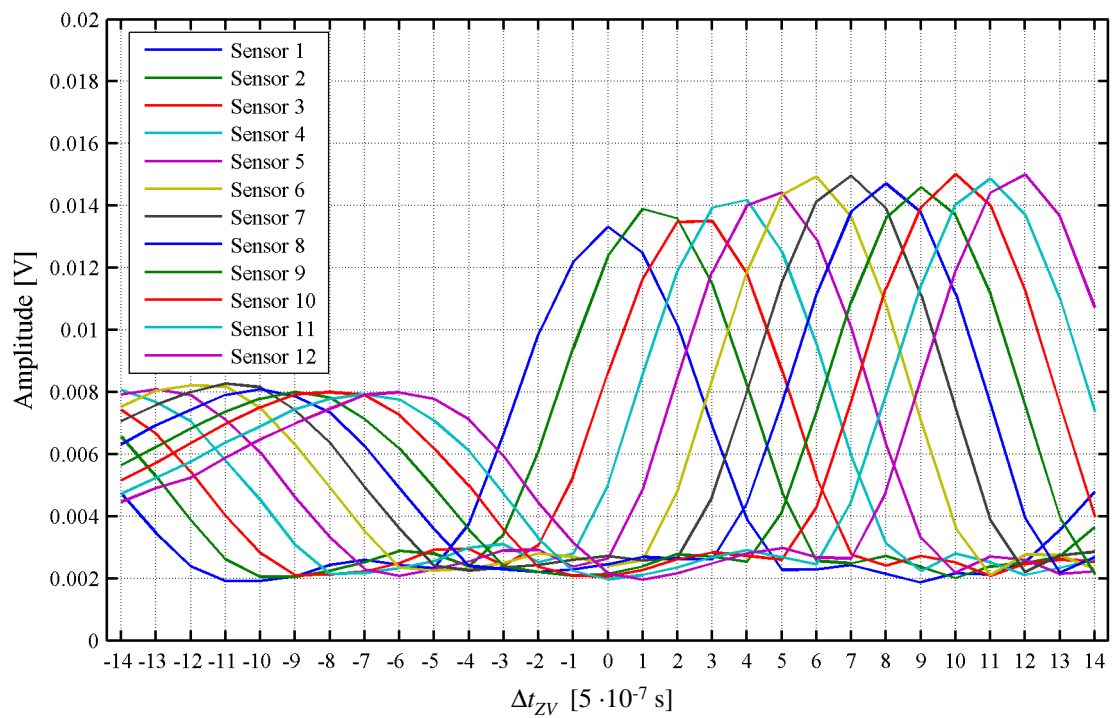


Abb. J-3: alternative Darstellung der max. Amplituden, $f_0 = 100 \text{ kHz}$

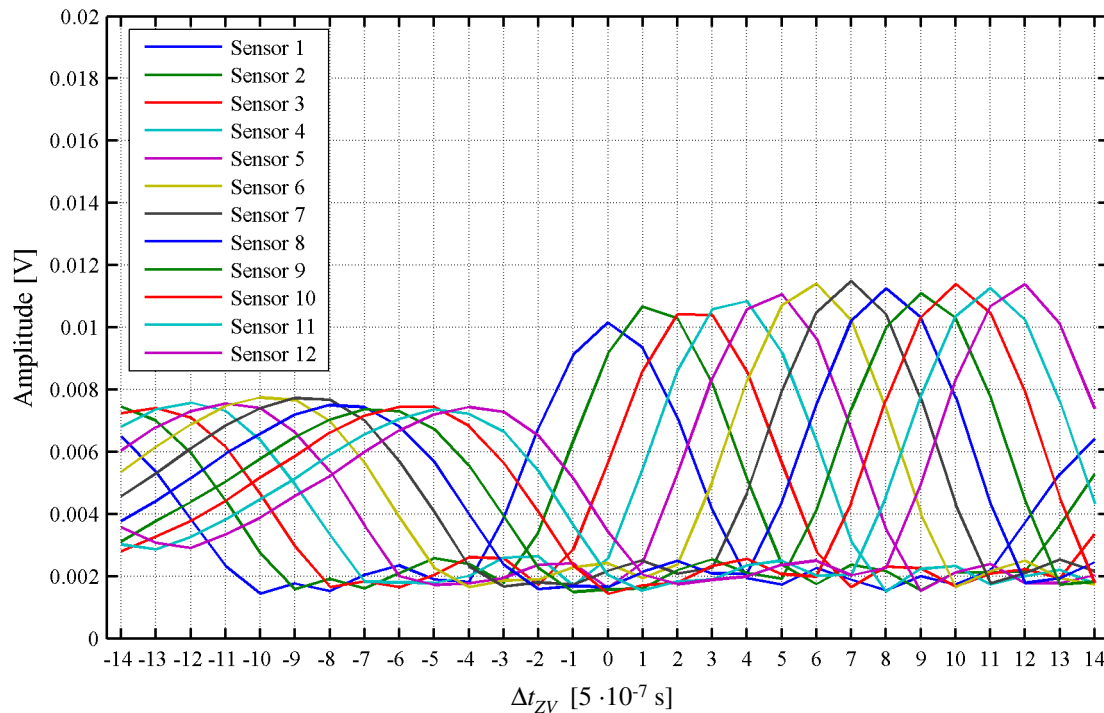


Abb. J-4: alternative Darstellung der max. Amplituden, $f_0 = 120$ kHz

Beim Vergleich der Abbildungen J-1 bis J-4 untereinander sowie mit Abb. 9-8 und Abb. 9-9 fällt auf, dass mit zunehmender Frequenz die absoluten Signalamplituden der Hauptstrahlungskeulen abnehmen. Die Ursachen hierfür sind klar, allerdings vielfältiger Natur. Einerseits wird der Hybrid-Verstärker bei allen Versuchen größtmöglich angesteuert, so dass die Spannung am Aktuatorpiezo prinzipbedingt mit steigender Frequenz abnimmt (siehe Kap. 2.3.3), andererseits bewirkt das zunehmend dispersive Verhalten des S_0 -Modes in diesem Frequenzbereich eine Verbreiterung des Wellenzugs mit zunehmender Laufstrecke und dadurch bedingt eine Abnahme der Amplituden dieser Wellenzüge im Zeitbereich (dispersionskompensierte Signale werden hier nicht betrachtet). Auch die Aspekte der Modenselektion (siehe Kap. 5.4) beeinflussen die Größe der Wellenamplitude bzw. den Messwert.

Anhang K

Weitere Auswertungen zum kombinierten Beamforming

In Abb. 10-7 und 10–8 (siehe Kap. 10.2.2) werden omnidirektionale B-Scans der kleinsten detektierten Bohrlöcher dargestellt. Im Fall der Nutzung des A_0 -Modes und einer Signalmittenfrequenz von 80 kHz betragen diese Minimaldurchmesser 3,0 mm am Schadensort 1 und 4,0 mm am Schadensort 2. Auf Grundlage des S_0 -Modes werden bereits Löcher \varnothing 1,5 mm am Schadensort 1 und \varnothing 2,0 mm am Ort 2 detektiert. Die folgenden Abbildungen enthalten die Signalauswertungen für den jeweils eine Stufe größeren Lochdurchmesser.

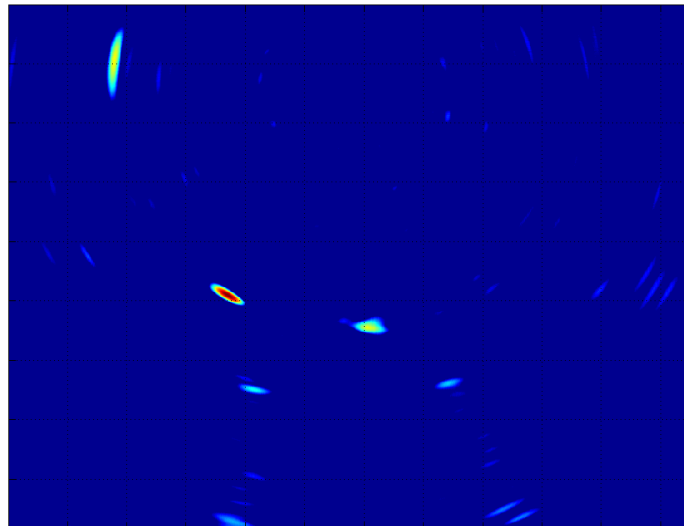


Abb. K-1: Lochdurchmesser 4,0 mm Schadensort 1, A_0 -Mode bei 80 kHz

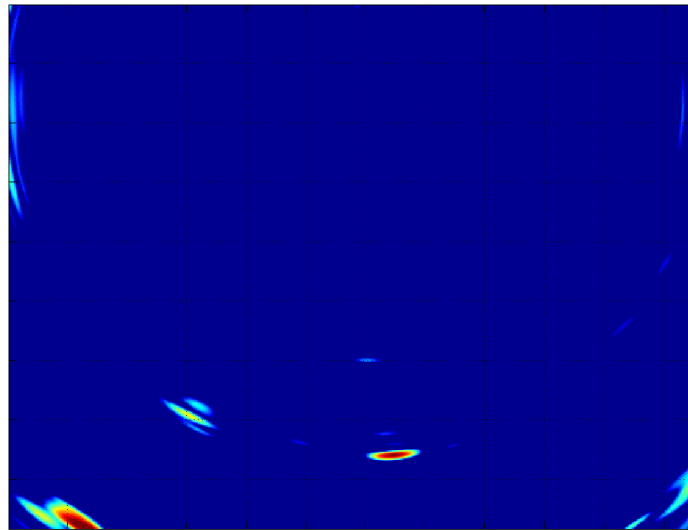


Abb. K-2: Lochdurchmesser 5,0 mm Schadensort 2, A_0 -Mode bei 80 kHz

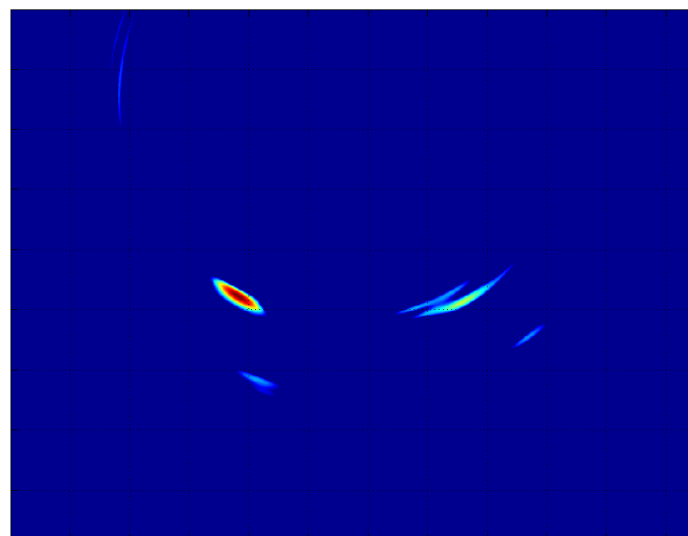


Abb. K-3: Lochdurchmesser 3,0 mm Schadensort 1, S_0 -Mode bei 120 kHz

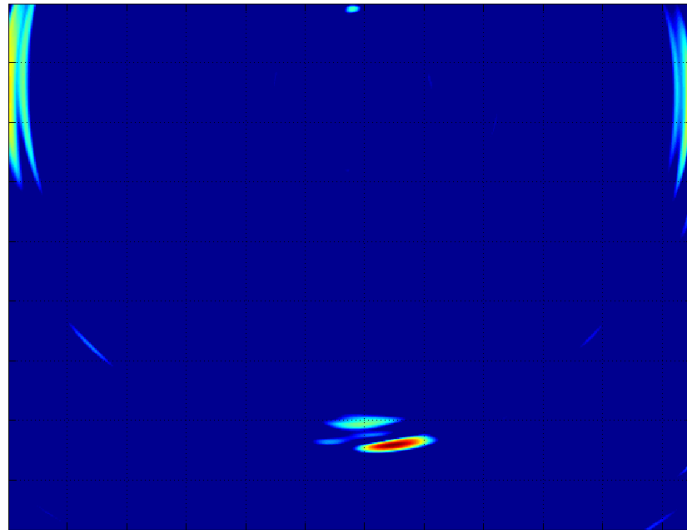


Abb. K-4: Lochdurchmesser 3,0 mm Schadensort 2, S_0 -Mode bei 120 kHz

Im Vergleich zu Abb. 10-7 und 10-8 werden diese stärkeren Reflektoren bzw. Störstellen erwartungsgemäß deutlich besser detektiert.

Lebenslauf

Stefan Loppe

geboren am 25. Oktober 1973 in Oldenburg (Oldb)
verheiratet, eine Tochter

Schulbildung

1980 – 1984

Grundschule in Bremen

1984 – 1990

Orientierungsstufe und Gymnasium in Bremen

1990 – 1993

Gymnasiale Oberstufe in Bremen

Juni 1993

Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

Zivildienst

August 1993 – Oktober 1994

Zivildienst in Bremen

Hochschulbildung

Oktober 1994 – Juni 2000

Studium des Bauingenieurwesens an der TU
Braunschweig

Vertiefungen Stahlbau, Massivbau und Statik

Juni 2000

Abschluss: Diplom

Berufliche Tätigkeit

August 2000 – Dezember 2002

Bauingenieur (Tragwerksplanung) bei „Assmann
Beraten+Planen GmbH“, Braunschweig

Januar 2003 – April 2008

Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für
Stahlbau der TU Braunschweig

seit Juni 2008

Ingenieur bei der
TÜV NORD EnSys Hannover GmbH & Co. KG